

K1.90

LƯƠNG DUYÊN BÌNH
DƯ TRÍ CÔNG - NGUYỄN HỮU HỒ

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG

DÙNG CHO CÁC TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHỐI KỸ THUẬT CÔNG NGHIỆP

TẬP HAI

ĐIỆN
ĐẠO ĐỘNG
SÓNG



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM



THƯ VIỆN
HƯỚNG DẪN

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

LƯƠNG DUYÊN BÌNH
DƯ TRÍ CÔNG – NGUYỄN HỮU HỒ

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG

(DÙNG CHO CÁC TRƯỜNG ĐẠI HỌC
KHỐI KỸ THUẬT CÔNG NGHIỆP)

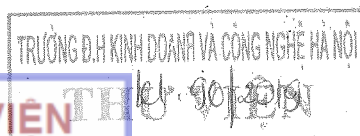
Tập hai

ĐIỆN – DAO ĐỘNG – SÓNG

(Tái bản lần thứ hai mươi hai)



THƯ VIỆN
HUBT



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Chương 1

TRƯỜNG TĨNH ĐIỆN

§1. NHỮNG KHÁI NIỆM MỞ ĐẦU

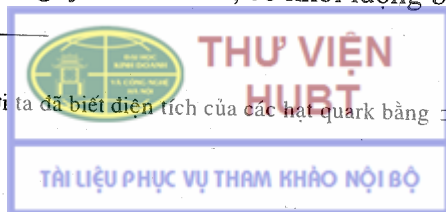
Trước hết ta nhắc lại một số khái niệm đã được học ở chương trình trung học.

1. Như chúng ta đều biết, một số vật khi đem cọ xát vào len, dạ, lụa, lông thú... sẽ có khả năng hút được các vật nhẹ. Ta nói những vật này đã bị *nh nhiễm điện* hay trên vật đã có *điện tích*.

Thực nghiệm đã xác nhận, trong tự nhiên chỉ có hai loại điện tích : điện tích dương và điện tích âm. Theo quy ước, điện tích dương là loại điện tích giống điện tích xuất hiện trên thanh thuỷ tinh sau khi cọ xát nó vào lụa ; còn điện tích âm – giống điện tích xuất hiện trên thanh êbônít sau khi cọ xát nó vào dạ.

Thực nghiệm cũng chứng tỏ điện tích trên một vật bất kì có cấu tạo gián đoạn. Nó luôn luôn bằng một số nguyên lần điện tích nguyên tố. *Điện tích nguyên tố là điện tích nhỏ nhất* đã được biết trong tự nhiên, có độ lớn bằng $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ culông (viết tắt là C)*. Trong số những hạt mang một điện tích nguyên tố có prôtôn và êlectrôn. Prôtôn mang điện tích nguyên tố dương $+e$, có khối lượng $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg. Êlectrôn mang điện tích nguyên tố âm $-e$, có khối lượng bằng $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg

(*) Hiện nay người ta đã biết điện tích của các hạt quark bằng $\pm \frac{1}{3}e, \pm \frac{2}{3}e$.



2. Prôtôn và êlectrôn đều có trong thành phần cấu tạo nguyên tử của mọi chất. Prôtôn nằm trong hạt nhân nguyên tử, còn các êlectrôn chuyển động xung quanh hạt nhân đó.

Ở trạng thái *bình thường*, số prôtôn và êlectrôn trong một nguyên tử luôn luôn bằng nhau (bằng số thứ tự Z của nguyên tố đang xét trong bảng tuần hoàn Mendênlêep) do đó, tổng đại số các điện tích trong một nguyên tử bằng không, khi đó ta nói nguyên tử *trung hoà điện*.

Nếu vì lí do nào đó, nguyên tử *mất đi* một hoặc nhiều êlectrôn, nó sẽ trở thành một phân tử mang điện tích dương, khi đó nguyên tử được gọi là *ion dương*.

Ngược lại, nếu nguyên tử *nhận thêm* êlectrôn (hãy thừa êlectrôn so với trạng thái bình thường), nó sẽ trở thành một phân tử mang điện tích âm, khi đó nguyên tử được gọi là *ion âm*.

Như vậy, vật mang điện tích dương hay âm là do vật đó đã mất đi hoặc nhận thêm một số êlectrôn nào đó so với lúc vật không mang điện. Nếu gọi n là số êlectrôn đó thì độ lớn của điện tích trên vật sẽ bằng $q = n.e$, với e là độ lớn của điện tích nguyên tố.

3. Thuyết dựa vào sự chuyển dời của êlectrôn để giải thích các hiện tượng điện được gọi là *thuyết êlectrôn*. Theo thuyết này, quá trình nhiễm điện của thanh thuỷ tinh khi xát vào lụa chính là quá trình êlectrôn chuyển dời từ thuỷ tinh sang lụa. Như vậy thuỷ tinh mất êlectrôn, do đó mang điện dương ; ngược lại lụa nhận thêm êlectrôn từ thuỷ tinh chuyển sang, nên lụa mang điện âm ; độ lớn của điện tích trên hai vật luôn luôn bằng nhau, nếu trước đó cả hai vật đều chưa mang điện.

Qua nhận xét trên đây và nhiều sự kiện thực nghiệm khác, người ta nhận thấy :

"Các điện tích không tự sinh ra mà cũng không tự mất đi, chúng chỉ có thể truyền từ vật này sang vật khác hoặc dịch chuyển bên trong một vật mà thôi".



Nói một cách khác : "*Tổng đại số các điện tích trong một hệ cô lập là không đổi*".

Đó chính là nội dung của *định luật bảo toàn điện tích*, một trong những định luật cơ bản của Vật lí.

4. Theo tính chất dẫn điện, người ta phân biệt hai loại vật : vật dẫn và điện môi. *Vật dẫn* là vật để cho điện tích chuyển động tự do trong toàn bộ thể tích của vật, do đó trạng thái nhiễm điện được truyền đi trên vật. *Điện môi* không có tính chất trên, mà điện tích xuất hiện ở đâu sẽ định xứ ở đấy. Kim loại, các dung dịch axit, muối, bazơ, các muối nóng chảy v.v... là các vật dẫn. Thuỷ tinh, êbônít, cao su, dầu, nước nguyên chất v.v... là các điện môi.

Nói chung sự phân chia ra vật dẫn và điện môi chỉ có tính chất quy ước. Thực vậy, trong những điều kiện nhất định, vật nào cũng có thể dẫn điện được, chúng chỉ khác nhau ở chỗ dẫn điện tốt hay không tốt (xấu). Thí dụ thuỷ tinh ở nhiệt độ bình thường không dẫn điện, nhưng ở nhiệt độ cao lại trở thành chất dẫn điện.

Ngoài ra còn có một nhóm chất có tính chất dẫn điện trung gian giữa vật dẫn và điện môi. Đó là các *chất bán dẫn điện*.

Trong chương này chúng ta chỉ nghiên cứu tương tác và tính chất của *các điện tích đứng yên* (so với hệ quy chiếu dùng để nghiên cứu điện tích đó).

§2. ĐỊNH LUẬT CULÔNG

Thực nghiệm chứng tỏ các điện tích luôn luôn tương tác với nhau : các điện tích cùng dấu đẩy nhau, các điện tích khác dấu hút nhau. Tương tác giữa các điện tích đứng yên được gọi là *tương tác tĩnh điện* (hay tương tác *Culông*).

Năm 1785, Culông đã thiết lập được định luật thực nghiệm, cho ta xác định lực tương tác giữa hai điện tích điểm. Theo định nghĩa, điện tích điểm là một vật mang điện có kích thước nhỏ không đáng kể so với khoảng cách từ điện tích đó tới những điểm hoặc những vật mang điện tích khác mà ta đang khảo sát. Như vậy khái niệm điện tích điểm chỉ có tính chất tương đối, tương tự như khái niệm chất điểm trong cơ học.

1. Định luật Culông trong chân không

Giả sử có hai điện tích điểm q_1, q_2 đặt trong chân không và cách nhau một khoảng r . Định luật Culông được phát biểu như sau :

"Lực tương tác tĩnh điện giữa hai điện tích điểm có phương nằm trên đường thẳng nối hai điện tích, có chiều như hình 1-1a (hai điện tích cùng dấu đẩy nhau) và hình 1-1b (hai điện tích khác dấu hút nhau), có độ lớn tỉ lệ thuận với tích số độ lớn của hai điện tích và tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa hai điện tích đó".

Ta có thể biểu diễn định luật Culông dưới dạng vector.

Gọi q_1 và q_2 là các giá trị đại số của hai điện tích, $\vec{F}_{10}$ là lực tác dụng của điện tích q_2 lên điện tích q_1 , $\vec{F}_{20}$ là lực tác dụng của điện tích q_1 lên điện tích q_2 , $\vec{r}_{12}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q_1 tới điện tích q_2 , $\vec{r}_{21}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q_2 tới điện tích q_1 , ta có :

$$\vec{F}_{10} = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (1-1)$$

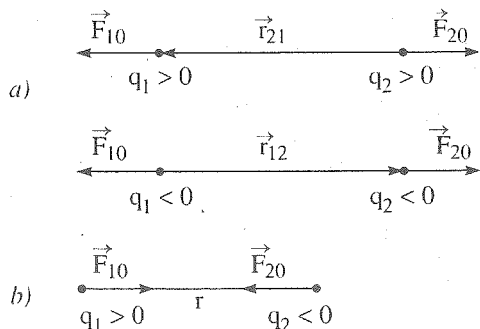
$$\vec{F}_{20} = k \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (1-2)$$

trong đó : $r_{21} = r_{12} = r$ và k là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc vào hệ đơn vị ($k > 0$).



Từ các công thức (1-1) và (1-2) ta thấy : Nếu tích số $q_1.q_2 > 0$ (hai điện tích cùng dấu), thì $\vec{F}_{10}$ cùng phương chiều với $\vec{r}_{21}$, $\vec{F}_{20}$ cùng phương chiều với $\vec{r}_{12}$.

Nếu tích số $q_1.q_2 < 0$ (hai điện tích khác dấu) thì $\vec{F}_{10}$ cùng phương nhưng ngược chiều với $\vec{r}_{21}$, còn $\vec{F}_{20}$ cùng phương nhưng ngược chiều với $\vec{r}_{12}$ (h. 1-1).



Hình 1-1. Lực tương tác giữa hai điện tích điểm.

Độ lớn của hai lực $\vec{F}_{10}$ và $\vec{F}_{20}$ bằng nhau và bằng :

$$F_{10} = F_{20} = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2} \quad (1-3)$$

Như vậy các biểu thức (1-1) và (1-2) đã nêu lên đầy đủ nội dung của định luật Culông trong chân không.

Trong hệ đơn vị SI, điện tích được đo bằng đơn vị culông, kí hiệu là C ; hệ số tỉ lệ k trong các công thức (1-1), (1-2), (1-3) bằng :

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2},$$

với $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{C}^2 / \text{N} \cdot \text{m}^2$ gọi là *hằng số điện*.

Các biểu thức (1-1), (1-2), (1-3) trở thành :

$$\vec{F}_{10} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (1-4)$$

$$\vec{F}_{20} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (1-5)$$

$$F_{10} = F_{20} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1| |q_2|}{r^2} \quad (1-6)$$

Thừa số $\frac{1}{4\pi}$ trong các công thức (1-4), (1-5) và (1-6) biểu thị tính chất đối xứng cầu của tương tác Culông (hay tính hợp lí hoá của hệ đơn vị SI).

2. Định luật Culông trong các môi trường

Thực nghiệm chứng tỏ lực tương tác giữa các điện tích đặt trong môi trường giảm đi ϵ lần so với lực tương tác giữa chúng trong chân không.

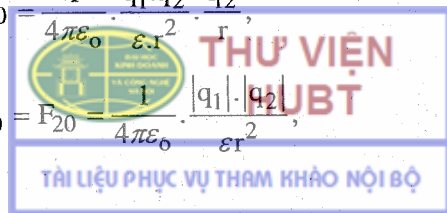
Theo kết quả trên đây, biểu thức vector của định luật Culông trong môi trường sẽ có dạng :

$$\vec{F}_{10} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r}, \quad (1-7)$$

$$\vec{F}_{20} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 \cdot q_2}{\epsilon \cdot r^2} \cdot \frac{\vec{r}_{12}}{r}, \quad (1-8)$$

$$F_{10} = F_{20} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q_1| |q_2|}{\epsilon r^2}, \quad (1-9)$$

và



ϵ là một đại lượng không có thứ nguyên đặc trưng cho tính chất điện của môi trường và được gọi là *độ thấm điện môi tỉ đối* (hay *hằng số điện môi*) của môi trường.

Bảng dưới đây cho giá trị của hằng số điện môi của một số chất :

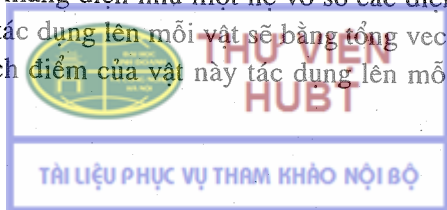
Chất	Hằng số điện môi
Chân không	1
Không khí	1,0006
Êbônít	2,7 – 2,9
Thủy tinh	5 – 10
Nước nguyên chất	81

Chú ý : Định luật Culông là định luật cơ bản của tĩnh điện học. Tuy nó chỉ cho ta xác định lực tương tác tĩnh điện giữa hai điện tích điểm, song kết hợp với nguyên lí tổng hợp lực trong cơ học ta có thể xác định được lực tương tác giữa hai vật mang điện bất kì.

Trước hết, giả sử có một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_n$ được phân bố gián đoạn trong không gian và một điện tích q_0 đặt trong không gian đó. Gọi $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \dots, \vec{F}_n$ lần lượt là các lực tác dụng của $q_1, q_2, \dots, q_n$ lên điện tích q_0 . Các lực này được xác định bởi định luật Culông. Khi đó, lực tổng hợp tác dụng lên điện tích q_0 sẽ là :

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1-10)$$

Để xác định lực tương tác tĩnh điện giữa hai vật mang điện tích bất kì, ta coi mỗi vật mang điện như một hệ vô số các điện tích điểm. Khi đó, lực tĩnh điện tác dụng lên mỗi vật sẽ bằng tổng vector của tất cả các lực do hệ điện tích điểm của vật này tác dụng lên mỗi điện tích điểm của vật kia.



Dựa vào phương pháp tính toán trên đây, người ta đã chứng minh được rằng, lực tương tác giữa hai quả cầu mang điện đều cũng được xác định bởi định luật Culông, song phải coi điện tích trên mỗi quả cầu như một điện tích điểm tập trung ở tâm của nó.

§3. KHÁI NIỆM ĐIỆN TRƯỜNG VECTƠ CƯỜNG ĐỘ ĐIỆN TRƯỜNG

1. Khái niệm điện trường

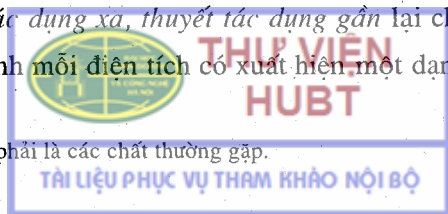
Như ta đã biết, các điện tích tương tác với nhau ngay cả khi chúng cách nhau một khoảng r nào đó trong chân không. Ở đây, ta có thể đặt ra nhiều câu hỏi : lực tương tác giữa các điện tích được truyền đi như thế nào ? Có sự tham gia của môi trường xung quanh không ? Khi chỉ có một điện tích thì không gian bao quanh điện tích đó có gì thay đổi ?

Để trả lời các câu hỏi trên đây, trong quá trình phát triển của vật lí học, có hai thuyết đối lập nhau : *thuyết tác dụng xa* và *thuyết tác dụng gần*.

Theo *thuyết tác dụng xa*, lực tương tác tĩnh điện được truyền từ điện tích này tới điện tích kia một cách *tức thời* không cần thông qua một môi trường trung gian nào, nghĩa là truyền đi với vận tốc lớn vô cùng ; khi chỉ có một điện tích thì không gian bao quanh điện tích không bị biến đổi gì. Thừa nhận sự truyền tương tác (tức truyền vận động) không cần thông qua vật chất, thuyết tác dụng xa đã thừa nhận có vận động phi vật chất. Do đó thuyết này đã bị bác bỏ.

Trái với *thuyết tác dụng xa*, *thuyết tác dụng gần* lại cho rằng trong không gian bao quanh mỗi điện tích có xuất hiện một dạng đặc biệt (*)

(*) với nghĩa không phải là các chất thường gặp.



của vật chất gọi là điện trường. Chính nhờ điện trường làm nhân tố trung gian, lực tương tác tĩnh điện được truyền dẫn từ điện tích này tới điện tích kia, nghĩa là truyền đi với vận tốc hữu hạn. Một tính chất cơ bản của điện trường là mọi điện tích đặt trong điện trường đều bị điện trường đó tác dụng lực.

Khoa học hiện đại đã xác nhận sự đúng đắn của *thuyết tác dụng gần* và sự tồn tại của điện trường. Sau này ta sẽ thấy trường tĩnh điện chỉ là một trường hợp đặc biệt của trường điện từ. Thường điện từ có những tính chất vật lý xác định. Người ta đã đo được năng lượng, động lượng và khối lượng của nó.

Vật chất ở dạng trường khác cơ bản với vật chất ở dạng chất. Tuy nhiên trong tập III của giáo trình này, ta sẽ thấy hai dạng vật chất này (chất và trường) có thể chuyển hoá lẫn nhau.

2. Vectơ cường độ điện trường

a) Định nghĩa

Giả sử ta đặt một điện tích q_0 tại một điểm M nào đó trong điện trường ; điện tích này phải có giá trị đủ nhỏ để nó không làm thay đổi điện trường mà ta đang xét (gọi là điện tích thử). Như ta đã biết, điện tích q_0 sẽ bị điện trường tác dụng một lực $\vec{F}$. Thực nghiệm chứng tỏ tỉ số $\frac{\vec{F}}{q_0}$ không phụ thuộc vào điện tích q_0 mà chỉ phụ thuộc vị trí điểm

M, nghĩa là, tại mỗi điểm xác định trong điện trường, tỉ số

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \text{const.} \quad (1-11)$$

Vì vậy, ta có thể dùng vector $\vec{E}$ để đặc trưng cho điện trường (về mặt tác dụng lực) tại điểm đang xét. $\vec{E}$ được gọi là *vector cường độ điện trường*, độ lớn E của nó được gọi là *cường độ điện trường*.

Từ biểu thức (1-11) ta thấy nếu chọn $q_0 = +1$ thì $\vec{E} = \vec{F}$, nghĩa là :

Vector cường độ điện trường tại một điểm là một đại lượng có vector bằng lực tác dụng của điện trường lên một đơn vị điện tích dương đặt tại điểm đó.

Trong hệ đơn vị SI, cường độ điện trường được tính bằng vôn trên mét $\left(\frac{V}{m}\right)$. Đơn vị này sẽ được định nghĩa ở §8.2a.

b) Vector cường độ điện trường gây ra bởi một điện tích điểm

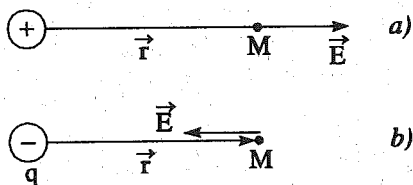
Xét một điện tích điểm có giá trị đại số q . Tại không gian bao quanh điện tích q sẽ xuất hiện điện trường. Ta hãy xác định vector cường độ điện trường $\vec{E}$ tại một điểm M cách điện tích q một khoảng r . Muốn vậy, ta tưởng tượng đặt một điện tích điểm q_0 tại điểm M đó (h. 1-2).

Theo (1.8), lực tác dụng của điện tích q lên điện tích q_0 bằng :

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r},$$

trong đó ; $\vec{r}$ là bán kính vector hướng từ điện tích q tới điểm M .

Dựa vào định nghĩa (1-11), ta xác định được vector cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi điện tích điểm q tại điểm M :



Hình 1-2. Vector cường độ điện trường gây bởi một điện tích điểm.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1-12)$$

Từ (1-12) ta nhận thấy :

Nếu q là điện tích dương ($q > 0$), thì vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ do nó gây ra sẽ cùng hướng với bán kính vectơ $\vec{r}$ (h. 1-2a) nghĩa là $\vec{E}$ hướng ra xa điện tích q .

Nếu q là điện tích âm ($q < 0$) thì vectơ cường độ điện trường do nó gây ra sẽ ngược hướng với bán kính vectơ $\vec{r}$ (h.1-2b), nghĩa là $\vec{E}$ hướng vào điện tích q .

Trong cả hai trường hợp ($q > 0$, $q < 0$), cường độ điện trường tại điểm M tỉ lệ thuận với độ lớn của điện tích q và tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách từ điểm đang xét tới điện tích q .

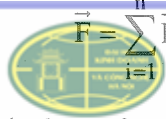
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{|q|}{r^2}. \quad (1-13)$$

c) Vectơ cường độ điện trường gây ra bởi một hệ vật mang điện.
Nguyên lý chồng chất điện trường

Bài toán cơ bản của tĩnh điện học là : biết sự phân bố điện tích (tức nguồn sinh ra điện trường) trong không gian, hãy xác định vectơ cường độ điện trường tại mỗi điểm trong điện trường.

Muốn giải quyết bài toán trên đây, ta phải dựa vào một nguyên lý gọi là *nguyên lý chồng chất điện trường*.

Trước hết ta xét trường hợp một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_n$ được phân bố không liên tục trong không gian. Để xác định vectơ cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$ tại một điểm M nào đó trong điện trường của hệ điện tích điểm trên, ta tưởng tượng đặt tại M một điện tích q_0 . Theo (1-10), lực tổng hợp tác dụng lên q_0 bằng :

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1-14)$$


THƯ VIỆN
HUBT
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

trong đó $\vec{F}_i$ là lực tác dụng của điện tích q_i lên q_0 .

Áp dụng công thức định nghĩa (1-11), vectơ cường độ điện trường tổng hợp tại M bằng :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_i}{q_0} = \sum_{i=1}^n \frac{\vec{F}_i}{q_0}.$$

Nhưng $\frac{\vec{F}_i}{q_0} = \vec{E}_i$ chính là vectơ cường độ điện trường do điện tích q_i gây ra tại M nên :

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (1-15)$$

Từ (1-15), ta có thể phát biểu :

Vectơ cường độ điện trường gây ra bởi một hệ điện tích điểm bằng tổng các vectơ cường độ điện trường gây ra bởi từng điện tích điểm của hệ.

Đó chính là phát biểu của *nguyên lí chồng chất điện trường*.

Kết quả trên đây có thể áp dụng cho trường hợp hệ điện tích được phân bố liên tục (chẳng hạn một vật mang điện có kích thước bất kì).

Thực vậy, ta có thể tưởng tượng chia vật mang điện thành nhiều phần nhỏ sao cho điện tích dq mang trên mỗi phần đó có thể coi là điện tích điểm. Như vậy một vật mang điện bất kì được coi như một hệ vô số điện tích điểm. Nếu gọi $d\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường gây ra bởi điện tích dq tại một điểm M cách dq một khoảng r và $\vec{r}$ là bán kính vectơ hướng từ dq tại một điểm M, thì vectơ cường độ điện trường do vật mang điện gây ra tới M được xác định bởi (1-15) :

$$\vec{E} = \int_{\text{toàn bộ vật}} d\vec{E} = \int_{\text{toàn bộ vật}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dq}{r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1-16)$$

ở đây ta đã thay dấu tổng Σ trong (1-15) bằng dấu tích phân $\int$, thay $\vec{E}_i$ bằng $d\vec{E}$; phép tích phân được thực hiện đối với toàn bộ vật mang điện.

Nếu vật mang điện là một dây (C) tích điện thì điện tích trên một phần tử chiều dài dl của dây cho bởi

$$dq = \lambda dl$$

trong đó $\lambda = \frac{dq}{dl}$ là mật độ điện dài của dây, biểu thị lượng điện tích trên một đơn vị dài của dây. Khi đó :

$$\vec{E} = \int_{(C)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

Nếu vật mang điện là một mặt S tích điện thì điện tích trên một phần tử diện tích dS của mặt S cho bởi

$$dq = \sigma dS$$

trong đó $\sigma = \frac{dq}{dS}$ là mật độ điện mặt của S, biểu thị lượng điện tích trên một đơn vị diện tích của S. Khi đó :

$$\vec{E} = \int_S \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

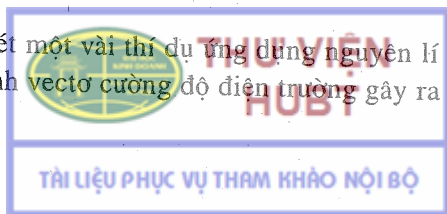
Nếu vật mang điện là một khối τ tích điện thì điện tích trong một phần tử thể tích $d\tau$ của vật cho bởi

$$dq = \rho d\tau,$$

trong đó $\rho = \frac{dq}{d\tau}$ là mật độ điện khối của vật, biểu thị lượng điện tích chứa trong một đơn vị thể tích của vật. Khi đó

$$\vec{E} = \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho d\tau}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

Dưới đây ta xét một vài thí dụ ứng dụng nguyên lý chồng chất điện trường để xác định vectơ cường độ điện trường gây ra bởi một hệ điện tích.



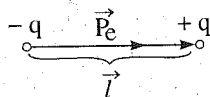
3. Thí dụ

a) *Lưỡng cực điện*

α). 1. *Lưỡng cực điện* là một hệ hai điện tích điểm có độ lớn bằng nhau nhưng trái dấu $+q$ ($q > 0$) và $-q$, cách nhau một đoạn l rất nhỏ so với khoảng cách từ lưỡng cực điện tới những điểm đang xét của trường. Để đặc trưng cho tính chất điện của lưỡng cực người ta dùng đại lượng *vector mômen lưỡng cực điện* hay *mômen điện* của lưỡng cực, kí hiệu là $\vec{p}_e$. Theo định nghĩa :

$$\vec{p}_e = q\vec{l},$$

trong đó $\vec{l}$ là một vector hướng từ $-q$ đến $+q$ có độ dài bằng khoảng cách l giữa $-q$ và $+q$ (h. 1-3). Đường thẳng nối hai điện tích được gọi là trục của lưỡng cực điện.



Hình 1-3. Mômen điện của lưỡng cực

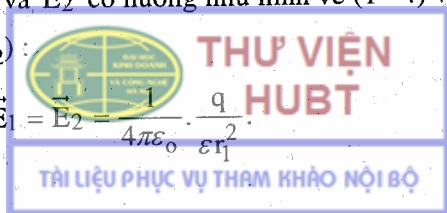
2. Bây giờ ta hãy xác định vector cường độ điện trường gây ra bởi lưỡng cực điện tại một điểm M nằm trên mặt phẳng trung trực của lưỡng cực.

Theo nguyên lí chồng chất điện trường, vector cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi lưỡng cực bằng tổng các vector cường độ điện trường $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ gây ra bởi từng điện tích $-q$ và $+q$ của lưỡng cực :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1-18)$$

Theo (1-12), $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ có hướng như hình vẽ (1-4) và có độ lớn bằng nhau (vì $r_1 = r_2$) :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r_1^2}. \quad (1-19)$$



Theo quy tắc tổng hợp vectơ (quy tắc hình bình hành), ta dễ dàng chứng minh được rằng $\vec{E}$ song song và ngược chiều với $\vec{l}$. Chiều đẳng thức (1-18) xuống phương của $\vec{E}$, ta được :

$$E = E_1 \cos \alpha + E_2 \cos \alpha = 2E_1 \cos \alpha, \quad (1-20)$$

trong đó : $\cos \alpha = \frac{l}{2r_1}$. Thay E_1 từ (1-19) vào (1-20) ta có :

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{ql}{\epsilon_1^3}. \quad (1-21)$$

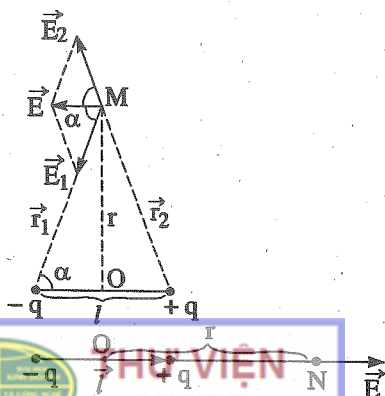
Vì $r \gg l$ nên $r_1 = \sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}} \approx r$; mặt khác $ql = p_e$, do đó (1-21)

$$\text{trở thành : } E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_e}{\epsilon_1^3}.$$

Chú ý rằng $\vec{E} \uparrow \downarrow \vec{l}$, nên ta có thể viết :

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{p}_e}{\epsilon_1^3}. \quad (1-22)$$

3. Bằng phương pháp tương tự như trên, người ta đã xác định được vectơ cường độ điện trường $\vec{E}'$ gây ra bởi lưỡng cực O của lưỡng cực một khoảng r (h. 1-14) :

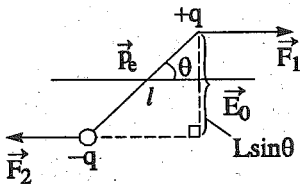


Hình 1-4. Vectơ cường độ điện trường gây ra bởi lưỡng cực

$$\vec{E}' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2\vec{p}_e}{\epsilon r^3} \quad (1-23)$$

Các biểu thức (1-22) và (1-23) chứng tỏ cường độ điện trường gây ra bởi một lưỡng cực điện tỉ lệ thuận với mômen điện của nó và tỉ lệ nghịch với lập phương khoảng cách từ tâm lưỡng cực tới các điểm đang xét.

Ý nghĩa của việc sử dụng vector mômen điện là ở chỗ biết vector mômen điện $\vec{p}_e$ ta có thể xác định được vector cường độ điện trường do lưỡng cực gây ra. Chính vì vậy mà ta nói vector mômen điện đặc trưng cho tính chất điện của lưỡng cực điện.



Hình 1-5. Lưỡng cực điện trong điện trường đều.

b) Dưới đây ra xét tác dụng của điện trường đều lên lưỡng cực điện. Giả sử lưỡng cực điện $\vec{p}_e$ được đặt trong điện trường đều $\vec{E}_0$ và nghiêng với đường sức điện trường một góc θ (h. 1-5). Lưỡng cực điện sẽ chịu một ngẫu lực $\vec{F}_1$ và $\vec{F}_2$ có cánh tay đòn bằng $l \sin \theta$. Theo (1-11) : $\vec{F}_1 = q\vec{E}_0$, $\vec{F}_2 = -q\vec{E}_0$, do đó

mômen $\vec{\mu}$ của ngẫu lực được xác định bởi :

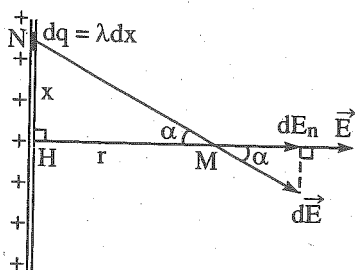
$$\vec{\mu} = \vec{l} \wedge \vec{F}_1 = \vec{l} \wedge q\vec{E} = q\vec{l} \wedge \vec{E}_0$$

$$\text{hay} \quad \vec{\mu} = \vec{p}_e \wedge \vec{E}_0. \quad (1-24)$$

$\vec{\mu}$ có độ lớn bằng $\mu = qE_0 l \sin \theta = p_e E_0 \sin \theta$ có phương vuông góc với mặt phẳng xác định bởi $\vec{l}$ và $\vec{E}_0$, có chiều sao cho $\vec{p}_e$, $\vec{E}_0$ và $\vec{\mu}$ theo thứ tự đó hợp thành một tam diện thuận.

Dưới tác dụng của mômen ngẫu lực $\vec{\mu}$, lưỡng cực điện bị quay theo chiều sao cho $\vec{p}_e$ tới trùng với hướng của điện trường $\vec{E}_0$. Ở vị trí này các lực $\vec{F}_1$ và $\vec{F}_2$ trực đối nhau. Nếu lưỡng cực là cứng (l không đổi), nó sẽ nằm cân bằng. Nếu lưỡng cực là đàn hồi, nó sẽ bị biến dạng. Kết quả trên đây sẽ được ứng dụng trong chương 3 để giải thích hiện tượng phân cực điện môi.

b) Điện trường của các điện tích phân bố đều trên một dây thẳng dài vô hạn



Hình 1-6. Dây thẳng tích điện đều.

Ta hãy xác định cường độ điện trường tại một điểm M cách dây thẳng tích điện đều một khoảng $MH = r$.

Giả sử dây tích điện dương, mật độ điện dài là λ' ($\lambda > 0$): một đoạn dài vi phân dx của dây cách chân H của đường thẳng góc MH một khoảng bằng x , mang điện tích:

$$dq = \lambda dx.$$

Điện tích dq có thể coi là một điện tích điểm và gây ra tại M vector cường độ điện trường $d\vec{E}$ có phương chiều như hình 1-6, và có độ lớn

$$dE = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{\epsilon(r^2 + x^2)}$$



Cường độ điện trường tổng hợp tại M cho bởi tích phân :

$$\vec{E} = \int d\vec{E}. \quad (1-25)$$

Tích phân này, được tính cho toàn bộ dây thẳng vô hạn. Vì lí do đối xứng $\vec{E}$ có hướng vuông góc với dây tích điện nghĩa là phương của $\vec{E}$ trùng với đường thẳng góc HM. Vậy nếu chiếu đẳng thức vectơ (1-25) lên phương MH ta được :

$$E = \int dE_n = \int dE \cos \alpha,$$

trong đó $\cos \alpha = \frac{r}{\sqrt{r^2 + x^2}}$, với $r^2 + x^2 = \frac{r^2}{\cos^2 \alpha}$.

$$\text{Vậy } E = \int dE \cos \alpha = \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dq \cos^3 \alpha}{r^2},$$

trong đó thay $dq = \lambda dx$, với $x = r \tan \alpha$ và lấy vi phân

$$dx = r \frac{d\alpha}{\cos^2 \alpha},$$

ta được,

$$E = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \alpha d\alpha = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0\epsilon r}, \quad (1-26)$$

(tích phân theo α từ $-\frac{\pi}{2}$ đến $+\frac{\pi}{2}$).

Trong trường hợp tổng quát λ có thể > 0 hay < 0 , ta viết :

$$E = \frac{|\lambda|}{2\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (1-27)$$

c) Điện trường gây ra bởi một đĩa tròn mang điện đều

Xét một đĩa tròn mang điện, bán kính R. Giả sử trên đĩa, điện tích được phân bố liên tục với mật độ điện mặt không đổi σ , ($\sigma > 0$). Để xác định

vector cường độ điện trường gây ra bởi đĩa tròn tại một điểm M trên trục của đĩa, ta tưởng tượng chia đĩa thành những điện tích vô cùng nhỏ A, giới hạn bởi các vòng tròn tâm O bán kính x và x + dx và bởi hai bán kính hợp với trục cực OX các góc φ và $\varphi + d\varphi$ (hình 1-7 ứng với trường hợp đĩa mang điện dương).

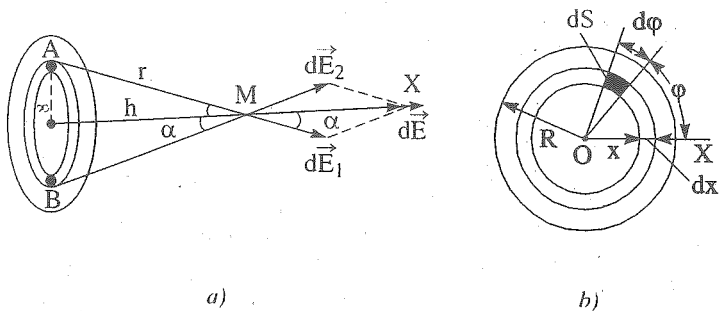
Diện tích dS và điện tích dq của phần tử diện tích A lần lượt bằng :

$$dS = x d\varphi dx \text{ và } dq = \sigma dS = \sigma x dx d\varphi.$$

Có thể coi dq là một điện tích điểm. Vector cường độ điện trường $\vec{dE}$ do nó gây ra tại M có phương, chiều như hình 1-7a và có độ lớn :

$$dE_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dq}{\epsilon r^2} = \frac{\sigma dx d\varphi}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}, \quad (1-28)$$

trong đó $r = AM = \sqrt{h^2 + x^2}$, với h là khoảng cách từ tâm O của đĩa tới điểm M.



Hình 1.7. Điện trường của một đĩa tròn mang điện.

Ứng với mỗi phần tử điện tích A, ta có thể chọn được một phần tử điện tích B đối xứng với A qua tâm O của đĩa. Phần tử điện tích B chọn như trên sẽ có điện tích dq và cách M một khoảng cách cũng

bằng r . Vì lí do đối xứng, vectơ cường độ điện trường $d\vec{E}_2$ do điện tích trên phần tử điện tích B gây ra tại M phải đối xứng với $d\vec{E}_1$ qua trục OM . Do đó, $dE_2 = dE_1$ và vectơ cường độ điện trường tổng hợp $d\vec{E} = d\vec{E}_1 + d\vec{E}_2$ sẽ hướng theo trục OM như hình vẽ. Chiều $d\vec{E}$ trên trục OM , ta có :

$$dE = 2dE_1 \cos \alpha, \quad (1-29)$$

trong đó :

$$\cos \alpha = \frac{h}{r} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + x^2}}.$$

Thay giá trị của dE_1 ở (1-28) vào (1-29) ta được

$$dE = \frac{\sigma h}{2\pi\epsilon_0\epsilon} = \frac{xdxd\varphi}{(h^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (1-30)$$

Theo nguyên lí chồng chất điện trường, vectơ cường độ điện trường do toàn bộ đĩa tròn gây ra tại M bằng

$$\vec{E} = \int_{\text{toàn bộ đĩa}} d\vec{E}$$

Vì mọi vectơ $d\vec{E}$ đều hướng theo trục OM nên $\vec{E}$ cũng hướng theo trục OM , do đó cường độ điện trường E được xác định bởi :

$$E = \int_{\text{toàn bộ đĩa}} dE = \int_{\text{toàn bộ đĩa}} \frac{\sigma h}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{xdxd\varphi}{(h^2 + x^2)^{3/2}}.$$

Phép tích phân được thực hiện đối với toàn bộ đĩa tròn, nghĩa là phải cho x biến thiên từ 0 tới R và φ biến thiên từ 0 tới π :

$$E = \frac{\sigma h}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \int_0^R \frac{xdx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} \int_0^\pi d\varphi. \quad (1-31)$$

Để dàng thấy rằng $\int_0^{\pi} d\varphi = \pi$ và bằng phép biến đổi biến số tích phân :

$$h^2 + x^2 = z^2, \quad xdx = zdz ;$$

khi $x = 0$ thì $z = h$, khi $x = R$, thì $z = \sqrt{h^2 + R^2}$, ta có :

$$\int_0^R \frac{xdx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \int_h^{\sqrt{h^2 + R^2}} \frac{zdz}{z^3} = \int_h^{\sqrt{h^2 + R^2}} \frac{1}{z^2} dz = \left[-\frac{1}{z} \right]_h^{\sqrt{h^2 + R^2}} = \frac{1}{h} - \frac{1}{\sqrt{h^2 + R^2}}$$

$$\text{hay} \quad \int_0^R \frac{xdx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + R^2/h^2}} \right) \frac{1}{h}.$$

Thay vào (1-31) ta thu được kết quả cuối cùng :

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + R^2/h^2}} \right). \quad (1-32)$$

Trong biểu thức (1-32) nếu cho $R \rightarrow \infty$ (đĩa tròn mang điện đều trở thành mặt phẳng vô hạn mang điện đều), ta có :

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}. \quad (1-33)$$

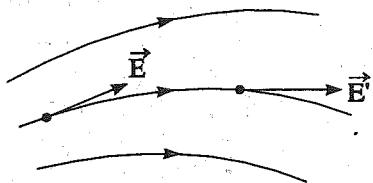
Từ (1-33) ta có nhận xét : cường độ điện trường do một mặt phẳng vô hạn mang điện đều gây ra tại một điểm M trong điện trường không phụ thuộc vào vị trí của điểm M đó ($E = \text{const}$).

Tại mọi điểm trong điện trường, vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ (do mặt phẳng vô hạn mang điện đều gây ra) có phương vuông góc với mặt phẳng, hướng ra phía ngoài mặt phẳng nếu mặt phẳng mang điện dương, hướng về phía mặt phẳng nếu mặt phẳng mang điện âm. Vì thế $\vec{E} = \text{const}$. Kết quả trên đây sẽ được tìm lại một cách đơn giản hơn nhờ định lí Ôxtrôgratxki-Gaox (sẽ trình bày ở phần sau).

§4. ĐIỆN THÔNG

1. Đường sức điện trường

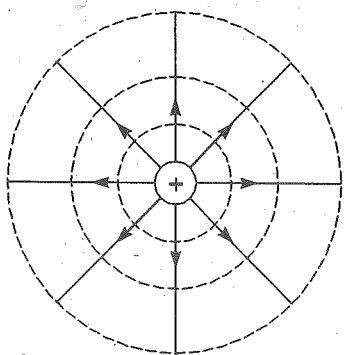
Trong một điện trường bất kì, vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ có thể thay đổi từ điểm này qua điểm khác cả về hướng và độ lớn. Vì vậy để thấy được một hình ảnh khái quát nhưng cụ thể về sự thay đổi ấy, người ta dùng khái niệm đường sức điện trường. Theo định nghĩa, *đường sức điện trường là đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm của nó trùng với phương của vectơ cường độ điện trường tại điểm đó* chiều của đường sức điện trường là chiều của vectơ cường độ điện trường (h. 1-8).



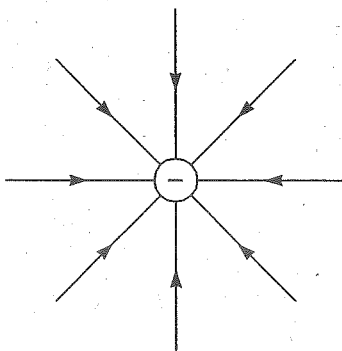
Hình 1-8. Đường sức điện trường.

Người ta quy ước vẽ số đường sức điện trường qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với đường sức bằng cường độ điện trường E (tại nơi đặt diện tích). Tập hợp các đường sức điện trường gọi là *phổ đường sức điện trường* hay *điện phổ*.

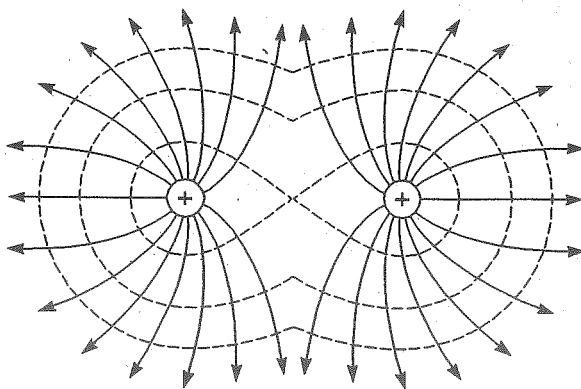
Như vậy qua cách xác định trên đây, dựa vào điện phổ ta có thể biết được phương, chiều và độ lớn của vectơ cường độ điện trường tại những điểm khác nhau trong điện trường; chỗ nào đường sức mau hơn điện trường sẽ mạnh hơn; với điện trường đều ($\vec{E} = \vec{E} \cos nt$), điện phổ là những đường thẳng song song cách đều nhau.



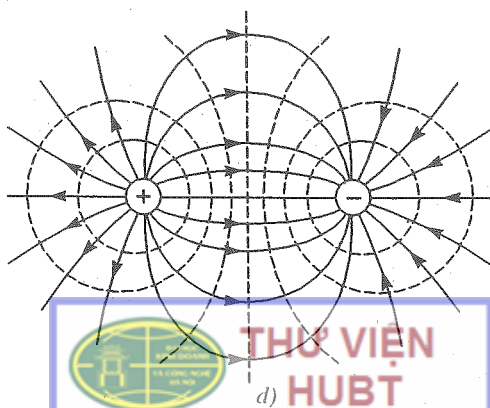
a)



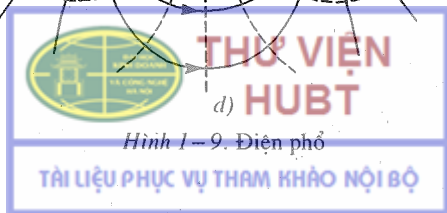
b)



c)



d)



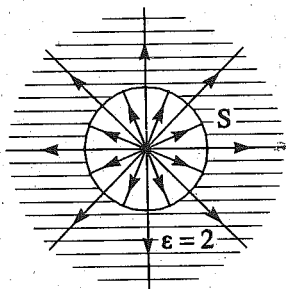
Hình 1-9. Điện phổ

Trên hình 1-9 ta vẽ điện phổ của một điện tích điểm dương (h. 1-9a), điện phổ của một điện tích điểm âm (h. 1-9b), điện phổ của một hệ hai điện tích điểm dương bằng nhau (h.1-9c) và điện phổ của một hệ hai điện tích điểm bằng nhau nhưng trái dấu (h.1-9d) (các đường liền nét)⁽¹⁾.

Qua điện phổ (trên hình 1-9) ta nhận thấy các đường sức điện trường bao giờ cũng xuất phát từ các điện tích dương, tận cùng trên các điện tích âm, đi đến từ vô cùng hoặc đi ra vô cùng, chúng luôn luôn là những đường cong không khép kín và bị hở tại các điện tích.

Các đường sức điện trường không cắt nhau vì tại mỗi điểm trong điện trường, vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ chỉ có một hướng xác định.

2. Sự gián đoạn của đường sức điện trường. Vectơ cảm ứng điện (điện cảm)



Hình 1-10. Sự gián đoạn của phổ đường sức điện trường.

Các kết quả nghiên cứu trong §3 cho thấy cường độ điện trường gây ra bởi điện tích điểm, lưỡng cực điện, đĩa tròn mang điện... phụ thuộc vào tính chất của môi trường (E tỉ lệ nghịch với ϵ). Khi đi qua mặt phân cách của hai môi trường, hằng số điện môi ϵ và do đó, cường độ điện trường E biến đổi đột ngột; vì vậy phổ các đường sức điện trường bị gián đoạn ở mặt phân cách của hai môi trường.

Hình 1-10 là điện phổ của một điện tích điểm $+q$ đặt ở tâm của một mặt cầu S , bên trong S là chân không ($\epsilon = 1$), còn bên ngoài S là môi trường có hằng số điện môi $\epsilon = 2$. Dễ dàng thấy rằng khi đi từ

(1) Các đường đứt nét biểu diễn hình dạng của họ mặt đẳng thế (xem §7) Chúng luôn luôn vuông góc với các đường sức điện trường tương ứng.

chân không ra môi trường $\epsilon = 2$, qua mặt phân cách S, số đường sức giảm đi hai lần : điện phổ bị gián đoạn trên mặt S. Sự gián đoạn của đường sức điện trường không thuận tiện đối với nhiều phép tính về điện trường. Vì vậy để mô tả điện trường, ngoài vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$, người ta còn dùng một đại lượng vật lí khác, không phụ thuộc vào tính chất của môi trường gọi là *vector cảm ứng điện* $\vec{D}$. Trong trường hợp môi trường là đồng nhất, người ta định nghĩa

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad (1-34)$$

trong đó độ lớn của vector $\vec{D}$ được gọi là cảm ứng điện bằng :

$$D = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (1-35)$$

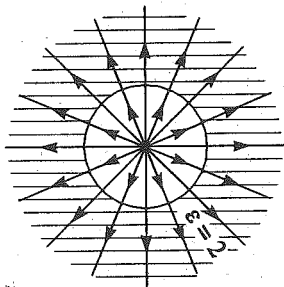
Theo định nghĩa trên đây và dựa vào các biểu thức (1-12) và (1-13), vector cảm ứng điện $\vec{D}$ do điện tích điểm q gây ra tại một điểm cách q một khoảng r được xác định bởi :

$$\vec{D} = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r}, \quad (1-36)$$

$$D = \frac{|q|}{4\pi r^2}. \quad (1-37)$$

Như vậy, tại mỗi điểm trong điện trường, D chỉ phụ thuộc q, tức nguồn sinh ra điện trường mà không phụ thuộc vào tính chất của môi trường. Theo (1-37), trong hệ đơn vị SI, cảm ứng điện được đo bằng đơn vị culông trên mét vuông (C/m^2).

Người ta cũng định nghĩa đường cảm ứng điện giống như đường sức điện trường : Đường cảm ứng điện là đường cong mà tiếp tuyến tại mỗi điểm của nó trùng với phương của vector $\vec{D}$, chiều của đường cảm ứng điện là chiều của $\vec{D}$. Số đường cảm ứng điện vẽ qua một đơn vị điện tích đặt vuông góc với đường cảm ứng điện tỉ lệ với giá trị của cảm ứng điện D (tại nơi đặt điện tích).



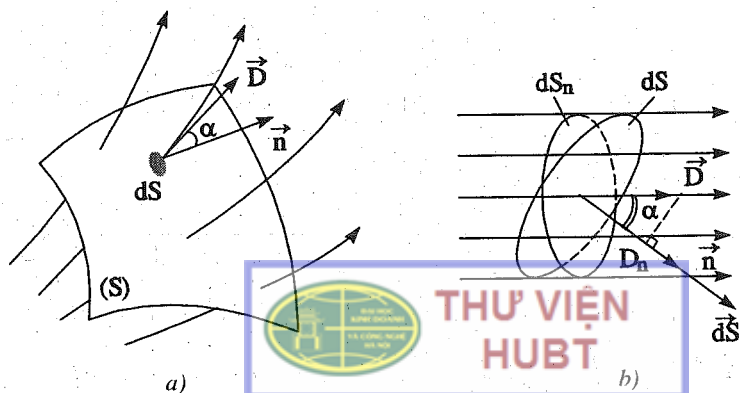
Hình 1-11. Sự liên tục của phổ đường cảm ứng điện.

Vì $\vec{D}$ không phụ thuộc môi trường, nên khi đi qua mặt phân cách của hai môi trường khác nhau, phổ các đường cảm ứng điện là liên tục. Hình 1-11 là phổ đường cảm ứng điện của điện tích điểm $+q$ đặt ở tâm mặt cầu S đã nêu ra trong thí dụ ở phần trên.

3. Thông lượng cảm ứng điện (điện thông)

Để thiết lập mối liên hệ giữa vector cảm ứng điện $\vec{D}$ và điện tích gây ra nó, người ta dùng khái niệm *thông lượng cảm ứng điện* hay *điện thông*.

Giả sử ta đặt một điện tích S trong một điện trường bất kì $\vec{D}$ (h. 1-12). Ta chia điện tích S thành những điện tích vô cùng nhỏ dS , sao cho vector cảm ứng điện $\vec{D}$ tại mọi điểm trên diện tích dS ấy có thể coi là bằng nhau (đều) (h. 1-12b).



Hình 1-12. Để định nghĩa thông lượng cảm ứng điện.

Theo định nghĩa, thông lượng cảm ứng điện gửi qua diện tích dS bằng :

$$d\Phi = \vec{D} \cdot d\vec{S}. \quad (1-38)$$

trong đó $\vec{D}$ là vectơ cảm ứng điện tại một điểm bất kì trên dS , $d\vec{S}$ là vectơ diện tích, hướng theo pháp tuyến $\vec{n}$ của dS và có độ lớn bằng chính diện tích dS đó.

Thông lượng cảm ứng điện gửi qua toàn bộ diện tích S bằng :

$$\Phi_e = \int_{(S)} d\Phi_e = \int_{(S)} \vec{D} \cdot d\vec{S}. \quad (1-39)$$

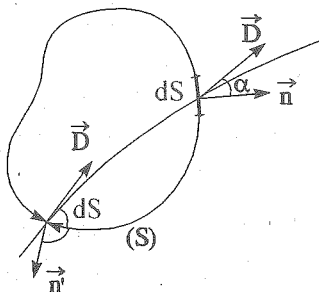
Nếu gọi α là góc hợp bởi $\vec{n}$ và $\vec{D}$, ta có :

$$d\Phi_e = \vec{D} \cdot d\vec{S} = D dS \cos \alpha = D_n dS, \quad (1-40)$$

$$\Phi_e = \int_{(S)} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{(S)} D_n \cdot dS, \quad (1-41)$$

trong đó $D_n = D \cos \alpha$ chính là

hình chiếu của $\vec{D}$ trên pháp tuyến $\vec{n}$. Từ các biểu thức (1-40) và (1-41) ta nhận thấy thông lượng cảm ứng điện là một đại lượng đại số, dấu của nó phụ thuộc vào góc α (nhọn hay tù), nghĩa là phụ thuộc vào sự chọn chiều của pháp tuyến $\vec{n}$ với dS .



Hình 1-13. Để xét dấu của thông lượng cảm ứng điện $d\Phi_e$ qua các phần tử diện tích dS của mặt kín.

Đối với mặt kín, ta luôn chọn chiều của $\vec{n}$ là chiều hướng ra phía ngoài mặt đó. Vì thế tại

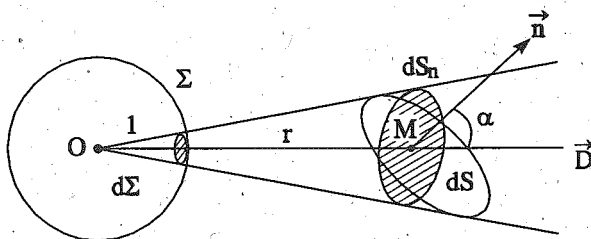
những nơi mà vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ hướng ra ngoài mặt kín, D_n và thông lượng cảm ứng điện $d\Phi_e$ tương ứng là dương ; tại những nơi mà $\vec{D}$ hướng vào trong mặt kín (nghĩa là đường cảm ứng điện xuyên vào

thể tích bao bởi mặt kín), D_n và thông lượng cảm ứng điện $d\Phi_e$ tương ứng là âm (h. 1-13).

Mặt khác qua hình vẽ 1-13 ta thấy, số đường cảm ứng điện qua dS cũng bằng số đường cảm ứng điện qua dS_n – hình chiếu của diện tích dS trên mặt phẳng vuông góc với các đường cảm ứng điện. Theo quy ước vẽ số đường cảm ứng điện DdS_n có độ lớn tỉ lệ với số đường cảm ứng điện qua dS_n (tức qua dS). Vì vậy : *thông lượng cảm ứng điện qua diện tích dS là một đại lượng có độ lớn tỉ lệ với số đường cảm ứng điện vẽ qua diện tích đó.*

§5. ĐỊNH LÝ ÔXTRÔGRATXKI-GAUX (Ô-G)

Xét một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_n$, nó gây ra xung quanh một điện trường. Định lý Ôxtrôgratxki-Gaux cho phép ta tính điện thông qua một mặt kín S bất kì.



Hình 1-14. Định nghĩa góc khối.

1. Góc khối

Cho một diện tích vi phân dS (coi như phẳng) và một điểm O ngoài dS ; M là một điểm bất kì thuộc dS , cách O một đoạn $OM = r$. Trên pháp tuyến của dS (tại điểm M) ta chọn một chiều dương và gọi $\vec{n}$ là vectơ pháp tuyến dương của dS (có độ dài đơn vị). Giả sử α là góc tạo

bởi hai vectơ $\vec{n}$ và $\overrightarrow{OM} = \vec{r}$, ta định nghĩa góc khối từ O nhìn diện tích dS là đại lượng

$$d\Omega = \frac{dS \cos \alpha}{r^2} \quad (1-42)$$

Với định nghĩa này, góc khối $d\Omega$ là một vô hướng : $d\Omega > 0$, khi α nhọn và $d\Omega < 0$, khi α tù. Dễ dàng nhận thấy :

$$|dS \cos \alpha| = dS_n$$

là hình chiếu của dS lên mặt phẳng vuông góc với OM (tại M)

Vậy :

$$|d\Omega| = \frac{dS_n}{r^2} \quad (1-43)$$

Nếu vẽ mặt cầu Σ (tâm O, bán kính đơn vị ($r = 1$)) và gọi $d\Sigma$ là phần diện tích mặt cầu Σ nằm trong hình nón đỉnh O (h. 1-14) tựa trên đường chu vi của dS , ta thấy $d\Sigma$ và dS_n , có thể coi là 2 mặt đồng dạng phối cảnh đối với tâm O. Do đó

$$\frac{d\Sigma}{1^2} = \frac{dS_n}{r^2},$$

nghĩa là

$$|d\Omega| = d\Sigma.$$

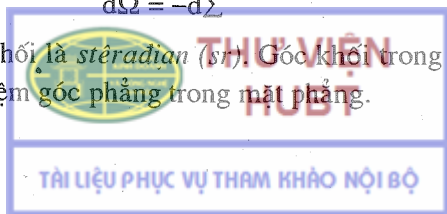
Nếu chọn chiều pháp tuyến dương, hướng ra ngoài O thì $d\Omega > 0$ và

$$d\Omega = +d\Sigma. \quad (1-43')$$

Nếu chọn chiều pháp tuyến dương hướng vào trong O thì $d\Omega < 0$ và

$$d\Omega = -d\Sigma \quad (1-43'')$$

Đơn vị góc khối là *stéradian* (sr). Góc khối trong không gian là sự mở rộng khái niệm góc phẳng trong mặt phẳng.



Để xác định góc khối từ O nhìn một mặt S bất kì, trước hết ta chia S thành những diện tích vi phân dS rồi xác định góc khối $d\Omega$ từ O nhìn dS , sau đó tích phân cho cả mặt S :

$$\Omega = \int_S d\Omega = \int_S \frac{dS \cos \alpha}{r^2}. \quad (1-44)$$

Giá trị tuyệt đối $|\Omega|$ chính là phần diện tích mặt cầu (tâm O, bán kính 1) nằm trong mặt nón đỉnh O tựa trên chu vi của S.

Đặc biệt nếu S là một mặt kín bao quanh O thì góc khối Ω từ O nhìn S có giá trị tuyệt đối bằng diện tích cả mặt cầu Σ (tâm O, $r = 1$).

$$|\Omega| = 4\pi \cdot 1^2 = 4\pi.$$

Nếu chọn chiều pháp tuyến dương $\vec{n}$ hướng ra ngoài mặt S, thì

$$\Omega = +4\pi. \quad (1-45)$$

trong trường hợp ngược lại

$$\Omega = -4\pi, \quad (1-45')$$

2. Điện thông xuất phát từ một điện tích điểm q

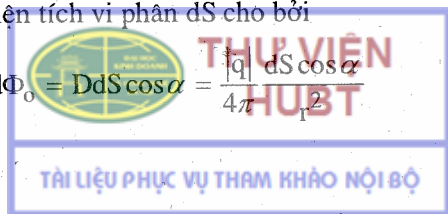
a) Cho một điện tích điểm q đặt tại vị trí O cố định ; trong khoảng không gian xung quanh q tồn tại điện trường của q.

Xét một diện tích vi phân dS và gọi $\vec{n}$ là vector pháp tuyến dương (độ dài đơn vị) của dS , có chiều hướng ra ngoài O. Tại một điểm M của dS ($OM = r$) vector cảm ứng điện $\vec{D}$ có phương nằm theo $\overrightarrow{OM} = \vec{r}$, có chiều từ O đi ra nếu $q > 0$, đi vào O nếu $q < 0$ và có độ lớn :

$$D = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{|q|}{r^2}.$$

Điện thông qua diện tích vi phân dS cho bởi

$$d\Phi_0 = D dS \cos \alpha = \frac{|q|}{4\pi} \frac{dS \cos \alpha}{r^2}$$



hay theo định nghĩa của góc khối (1-42) :

$$d\Phi_e = \frac{|q|}{4\pi} d\Omega,$$

$d\Omega$ là góc khối từ O nhìn dS ; ta có thể viết :

$$d\Phi_e = \frac{q}{4\pi} d\Omega \quad (1-46)$$

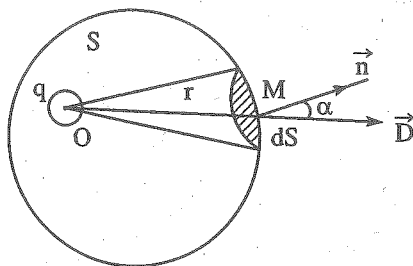
và dễ dàng nghiệm lại rằng đẳng thức trên đúng trong cả hai trường hợp $q > 0$ và $q < 0$.

b) Bây giờ ta tính điện thông đi qua một mặt kín S bao quanh q : điện thông ấy bằng tích phân

$$\Phi_e = \int_S d\Phi_e = \frac{q}{4\pi} \int_S d\Omega,$$

tích phân theo toàn mặt kín S bao quanh O với quy ước pháp tuyến dương hướng ra ngoài S : trong điều kiện ấy theo kết quả (1-45) ta có

$$\int_S d\Omega = 4\pi.$$

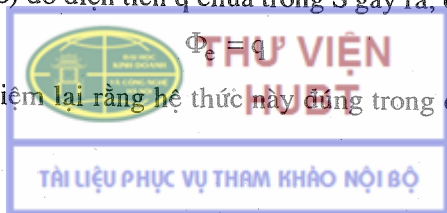


Hình 1-15. Điện thông xuất phát từ q nằm trong mặt kín.

Vậy điện thông qua mặt kín S (với quy ước pháp tuyến dương hướng ra ngoài S) do điện tích q chứa trong S gây ra, có giá trị

$$\Phi_e = q \quad (1-47)$$

Dễ dàng nghiệm lại rằng hệ thức này đúng trong cả hai trường hợp $q > 0$ và $q < 0$.



c) Trong trường hợp điện tích q nằm ngoài mặt kín S , điện thông qua S cho bởi

$$\Phi_e = \frac{q}{4\pi} \int_S d\Omega \quad (1-48)$$

Ta dựng mặt nón đỉnh O tiếp xúc với mặt kín S ; đường tiếp xúc của mặt nón ấy với S chia S thành hai phần là S_1 và S_2 . Khi đó tích phân góc khối đối với S tách thành tổng hai tích phân :

$$\int_S d\Omega = \int_{S_1} d\Omega + \int_{S_2} d\Omega$$

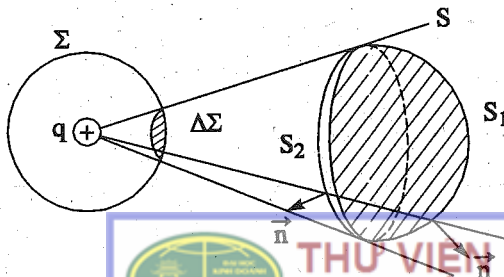
Với quy ước chọn chiều pháp tuyến dương tại một điểm trên S luôn hướng ra ngoài S . Theo kết quả (1-43') và (1-43'') ta có

$$\int_{S_1} d\Omega = +\Delta\Sigma,$$

$$\int_{S_2} d\Omega = -\Delta\Sigma,$$

với $\Delta\Sigma$ là phần diện tích của mặt cầu (tâm O , bán kính $r = 1$) nằm trong hình nón tiếp xúc nói trên. Cuối cùng ta được điện thông Φ_e qua S :

$$\Phi_e = \frac{q}{4\pi} (\Delta\Sigma - \Delta\Sigma) = 0.$$



Hình 1-16. Điện thông xuất phát từ q ngoài mặt kín S .

d) *Kết luận* : Điện thông do một điện tích q gây ra qua mặt kín S có giá trị bằng q nếu q ở trong mặt kín S và bằng 0 nếu q ở ngoài mặt kín S (với quy ước chọn chiều pháp tuyến dương hướng ra ngoài S).

Trong trường hợp có nhiều điện tích $q_1, q_2, q_3, \dots$ theo nguyên lý chồng chất điện trường, ta suy ra rằng : điện thông qua mặt kín S bằng tổng điện thông do từng điện tích gây ra qua mặt kín S . Và kết quả là ta có phát biểu sau đây gọi là định lí Ôxtrôgratxki–Gaox (Ô–G).

3. Định lí Ôxtrôgratxki–Gaox

Điện thông qua một mặt kín bằng tổng đại số các điện tích chứa trong mặt kín ấy.

$$\Phi_e = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \sum_i q_i, \quad (1-49)$$

$\sum_i$ là phép lấy tổng đại số các điện tích chứa trong mặt kín S . Cần

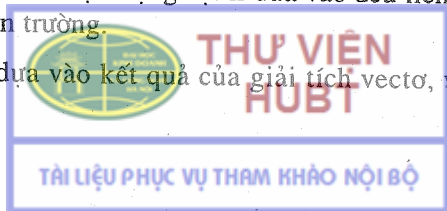
nhắc lại rằng khi tính điện thông qua một mặt kín S ta chọn chiều $d\vec{S}$ luôn hướng ra ngoài mặt S .

4. Dạng vi phân của định lí Ôxtrôgratxki–Gaox. Phương trình Poátxông

Định lí Ôxtrôgratxki–Gaox dưới dạng (1–49) nêu lên mối quan hệ giữa cảm ứng điện D tại những điểm trên mặt kín (S) với các điện tích q_i , phân bố gián đoạn trong thể tích (V) giới hạn bởi mặt kín (S) đó. Nói một cách khác, nó cho biết mối quan hệ giữa các đại lượng liên quan tới những điểm khác nhau trong điện trường.

Tuy nhiên, nếu điện tích trong thể tích (V) được phân bố liên tục thì ta có thể biểu diễn định lí Ôxtrôgratxki–Gaox dưới dạng khác (dạng vi phân), trong đó các đại lượng vật lí đưa vào đều liên quan tới cùng một điểm trong điện trường.

Thực vậy, dựa vào kết quả của giải tích vectơ, vế trái của (1–49), bằng :



$$\int_{(S)} \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_{(V)} \text{div} \vec{D} \cdot dV, \quad (a)$$

trong đó tích phân ở vế phải phải được thực hiện theo thể tích (V) giới hạn bởi mặt kín (S), và $\text{div} \vec{D}$ là một đại lượng vô hướng, trong hệ tọa độ Đề các vuông góc được tính bởi :

$$\text{div} \vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}.$$

Mặt khác, trong trường hợp điện tích phân bố liên tục với mật độ điện khối ρ , vế phải của (1-49) sẽ được viết lại thành :

$$\sum_i q_i = \int_{(V)} \rho dV, \quad (b)$$

trong đó tích phân được thực hiện theo thể tích V bao bởi mặt kín S. Từ (1-49) và các biến đổi (a), (b), ta có :

$$\int_V \text{div} \vec{D} \cdot dV = \int_V \rho dV.$$

Vì thể tích V được chọn bất kì nên từ đẳng thức trên ta thu được :

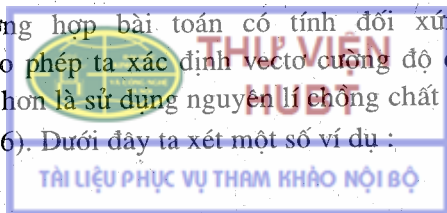
$$\text{div} \vec{D} = \rho. \quad (1-49')$$

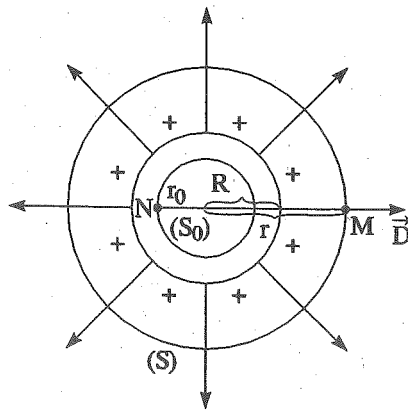
Đó chính là *dạng vi phân* của định lí Ôxtơrôgratxki-Gaox hay còn gọi là *phương trình Poátxông*.

Phương trình Poátxông được sử dụng rất tiện lợi để tính cường độ điện trường tại một điểm bất kì trong điện trường nếu biết hàm phân bố điện tích $\rho(x, y, z)$.

5. Ứng dụng

Trong những trường hợp bài toán có tính đối xứng định lí Ôxtơrôgratxki-Gaox cho phép ta xác định vectơ cường độ điện trường một cách rất đơn giản hơn là sử dụng nguyên lí chồng chất điện trường ở dạng (1-15) và (1-16). Dưới đây ta xét một số ví dụ :





Hình 1-17. Điện trường của mặt cầu mang điện đều.

a) Điện trường của một mặt cầu mang điện đều

Giả sử mặt cầu mang điện đều có bán kính R ; độ lớn điện tích trên mặt cầu bằng q (h. 1- 17 ứng với trường hợp mặt cầu mang điện dương). Vì điện tích được phân bố đều trên mặt cầu nên điện trường do nó sinh ra có tính chất đối xứng cầu. Điều đó có nghĩa là vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ (hay vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$) tại một điểm bất kì phải hướng qua tâm mặt cầu ; cảm ứng điện D chỉ phụ thuộc khoảng r từ điểm đang xét tới tâm mặt cầu.

Để xác định vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ do mặt cầu mang điện gây ra tại điểm M cách tâm mặt cầu một đoạn $r > R$, ta tưởng tượng vẽ qua M một mặt cầu S cùng tâm với mặt cầu mang điện và tính thông lượng cảm ứng điện qua mặt cầu S đó (h. 1- 17).

Theo công thức định nghĩa (1-39), (1-41)

$$\Phi_e = \int_S \vec{D}_1 \cdot d\vec{S}$$

THƯ VIỆN
HUBT
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Trong trường hợp này $D_n = D = \text{const}$ đối với mọi điểm trên mặt cầu S nên :

$$\Phi_e = \int_S D_n dS = D \int_{(S)} dS$$

hay
$$\Phi_e = D \cdot 4\pi r^2.$$

Áp dụng định lý Ôxtrôgratxki–Gaox (1-49), ta có

$$\Phi_e = D \cdot 4\pi r^2 = q,$$

(q là điện tích nằm trong mặt cầu S , tức là điện tích của mặt cầu mang điện).

Suy ra :
$$D = \frac{q}{4\pi r^2}, \quad (1-50)$$

và cường độ điện trường

$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad (1-51)$$

Để dàng thấy rằng $\vec{D}$ và $\vec{E}$ hướng từ tâm mặt cầu ra phía ngoài nếu mặt cầu mang điện dương và hướng vào tâm mặt cầu nếu nó mang điện âm.

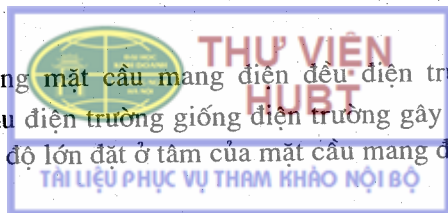
Nếu điểm M' cách tâm mặt cầu mang điện một khoảng $r_0 < R$ (M' nằm trong mặt cầu mang điện) thì bằng phép tính tương tự ta có :

$$\Phi_e = D \cdot 4\pi r_0^2 = 0 ;$$

do đó
$$D = E = 0,$$

vì trong trường hợp này, mặt cầu S_0 vẽ qua M' không chứa điện tích nào ($\sum q_i = 0$).

Như vậy ở bên trong mặt cầu mang điện đều điện trường bằng không. Ở ngoài mặt cầu điện trường giống điện trường gây ra bởi một điện tích điểm có cùng độ lớn đặt ở tâm của mặt cầu mang điện đó.



b) Điện trường của một mặt phẳng vô hạn mang điện đều

Giả sử mặt phẳng vô hạn mang điện có mật độ điện mặt σ (hình 1-18 ứng với trường hợp mặt phẳng mang điện dương). Vì lí do đối xứng, vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ tại một điểm bất kì trong điện trường sẽ có phương vuông góc với mặt phẳng mang điện và cảm ứng điện D chỉ có thể phụ thuộc vào khoảng cách từ điểm đang xét tới mặt phẳng.

Để xác định vectơ cảm ứng điện do mặt phẳng mang điện gây ra tại một điểm M , ta tưởng tượng vẽ qua M một mặt trụ kín như hình 1-18a rồi áp dụng định lí Ôxtơgratxki-Gaox cho mặt trụ đó. Mặt trụ có các đường sinh vuông góc với mặt phẳng, có hai đáy song song, bằng nhau và cách đều mặt phẳng.

Theo định nghĩa, thông lượng cảm ứng điện qua mặt trụ kín bằng :

$$\Phi_e = \int_{\text{mặt trụ}} D_n dS = \int_{\text{hai đáy}} D_n dS + \int_{\text{mặt bên}} D_n dS,$$

(D_n) là hình chiếu của $\vec{D}$ trên pháp tuyến $\vec{n}$).

Qua hình vẽ 1-18 ta nhận thấy : tại mỗi điểm của mặt bên $D_n = 0$, do đó thông lượng qua mặt bên bằng không ; tại mọi điểm trên hai đáy $D_n = D = \text{const}$, vì vậy.

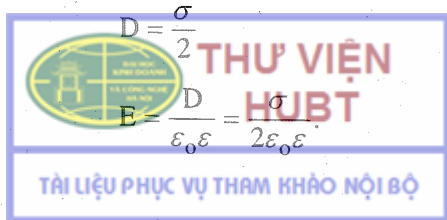
$$\int_{\text{hai đáy}} D_n dS = D \int_{\text{hai đáy}} dS = D.2\Delta S,$$

với ΔS là diện tích của mỗi đáy. Diện tích nằm trong mặt trụ bằng : $\Delta q = \sigma.\Delta S$. Vậy theo định lí Ôxtơgratxki-Gaox :

$$\Phi_e = D.2\Delta S = \sigma.\Delta S.$$

Suy ra :

và

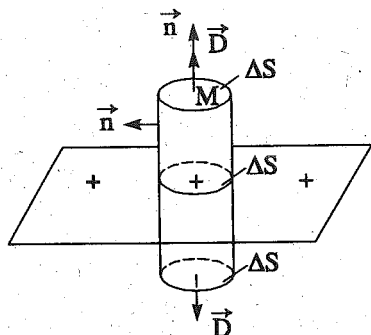


$$D = \frac{\sigma}{2} \quad (1-52)$$

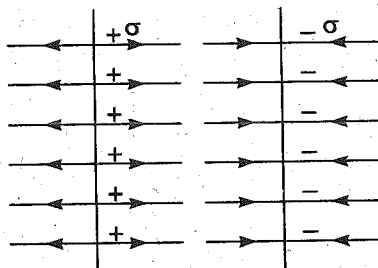
$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (1-53)$$

Các biểu thức (1-52) và (1-53) chứng tỏ $\vec{D}$ và $\vec{E}$ không phụ thuộc vào vị trí của điểm M trong điện trường nghĩa là đối với mọi điểm trong điện trường, $\vec{D}$ và do đó $\vec{E}$ là không đổi.

Trường hợp mặt phẳng mang điện dương, $\vec{D}$ và $\vec{E}$ hướng ra phía ngoài mặt phẳng ; trường hợp mặt phẳng mang điện âm $\vec{D}$ và $\vec{E}$ hướng vào trong mặt phẳng. Vậy điện trường gây ra bởi mặt phẳng vô hạn mang điện đều là một điện trường đều. (xét trong mỗi nửa không gian). Điện phổ của nó được biểu diễn trên hình 1- 18b.



Hình 1-18a. Điện trường của một mặt phẳng vô hạn mang điện đều.



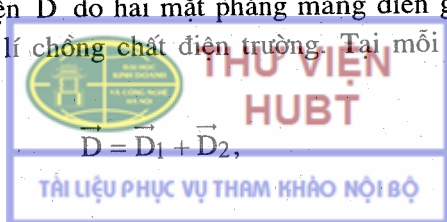
Hình 1-18b. Điện phổ của mặt phẳng vô hạn mang điện đều.

c) Điện trường của hai mặt phẳng mang điện tích đối nhau

Xét trường hợp hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều mật độ điện mặt bằng nhau nhưng trái dấu $(+\sigma, -\sigma)$ (hình 1-19).

Vector cảm ứng điện $\vec{D}$ do hai mặt phẳng mang điện gây ra được xác định bởi nguyên lý chồng chất điện trường. Tại mỗi điểm trong điện trường, ta có :

$$\vec{D} = \vec{D}_1 + \vec{D}_2,$$



trong đó $\vec{D}_1$ và $\vec{D}_2$ lần lượt là các vectơ cảm ứng điện do từng mặt phẳng gây ra tại điểm đang xét $\vec{D}_1$ và $\vec{D}_2$ đều có phương vuông góc với hai mặt phẳng mang điện và có độ lớn bằng nhau :

$$D_1 = D_2 = \frac{\sigma}{2}.$$

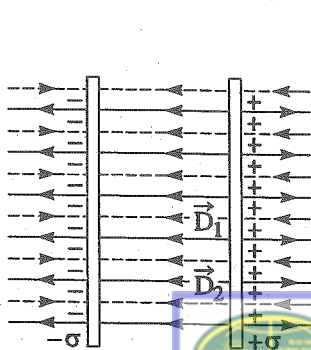
Ở khoảng giữa hai mặt phẳng $\vec{D}_1$ và $\vec{D}_2$ cùng chiều, do đó $\vec{D}$ cũng cùng chiều với $\vec{D}_1$ (hoặc $\vec{D}_2$), có phương vuông góc với hai mặt phẳng và có độ lớn bằng :

$$D = D_1 + D_2 = \sigma ; \quad (1-54)$$

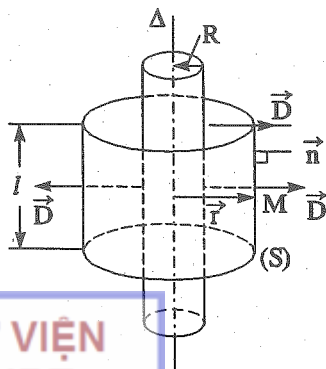
do đó
$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (1-55)$$

Ở ngoài hai mặt phẳng mang điện $\vec{D}_1$ và $\vec{D}_2$ trực đối nhau, do đó : $\vec{D} = 0$.

Vậy : Trong khoảng giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều có mật độ điện mặt bằng nhau nhưng trái dấu điện trường là điện trường đều ; ở ngoài hai mặt phẳng có điện trường có cường độ bằng không.



Hình 1-19. Điện trường của hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều trái dấu.



Hình 1-20. Điện trường của một mặt trụ dài vô hạn mang điện đều.

d) Điện trường của một mặt trụ thẳng dài vô hạn mang điện đều.

Giả sử mặt trụ thẳng dài vô hạn có bán kính R , có mật độ điện mặt σ (hình 1-20 ứng với trường hợp mặt trụ mang điện dương). Vì lí do đối xứng trụ, vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ tại một điểm bất kì trong điện trường của mặt trụ có phương vuông góc với trục của mặt trụ và có độ lớn D chỉ có thể phụ thuộc khoảng cách r từ điểm đang xét tới trục của mặt trụ đó.

Để xác định vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ do mặt trụ mang điện gây ra tại một điểm M cách trục của mặt trụ một khoảng r ($r > R$), ta tưởng tượng vẽ qua điểm M đó một mặt trụ kín (S) như hình vẽ 1-20 và áp dụng định lí Ôxtrôgratxki–Gaox cho mặt kín (S) đó. Mặt trụ kín (S) có cùng trục với mặt trụ mang điện, có các đường sinh song song với trục, có hai đáy vuông góc với trục đó và cách nhau một khoảng l .

Theo định nghĩa, thông lượng cảm ứng điện qua mặt trụ kín (S) bằng :

$$\Phi_e = \int_{\text{mặt trụ}} D_n dS = \int_{\text{mặt bên}} D_n dS + \int_{\text{hai đáy}} D_n dS.$$

Để dễ dàng thấy rằng, tại mọi điểm của mặt bên $D_n = D = \text{const}$ do đó :

$$\int_{\text{mặt bên}} D_n dS = \int_{\text{mặt bên}} D dS = D \int_{\text{mặt bên}} dS = D 2\pi r l;$$

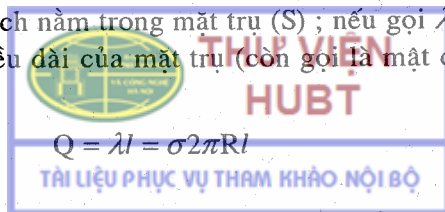
tại mọi điểm của hai đáy, $D_n = 0$, do đó $\int_{\text{hai đáy}} D_n dS = 0$.

Áp dụng định lí Ôxtrôgratxki–Gaox, ta có :

$$\Phi_e = D 2\pi r l = Q, \quad (1-56)$$

trong đó Q là điện tích nằm trong mặt trụ (S) ; nếu gọi λ là điện tích trên một đơn vị chiều dài của mặt trụ (còn gọi là mật độ điện dài), ta có :

$$Q = \lambda l = \sigma 2\pi R l \quad (1-57)$$



Từ (1-56) và (1-57) ta thu được :

$$D = \frac{Q}{2\pi l r} = \frac{\lambda}{2\pi r} = \frac{\sigma R}{r} ; \quad (1-58)$$

do đó
$$E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon l r} = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0 \epsilon r} = \frac{\sigma R}{\epsilon_0 \epsilon r} . \quad (1-59)$$

Vậy : Vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ (hay vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$) do một mặt trụ thẳng dài vô hạn mang điện đều gây ra tại một điểm trong điện trường có phương vuông góc với mặt trụ mang điện, có chiều hướng ra phía ngoài mặt trụ nếu mặt trụ mang điện dương, hướng vào trong mặt trụ nếu mặt trụ mang điện âm và có độ lớn được xác định bởi (1-58) hay (1-59) đối với E.

Từ (1-58) và (1-59), ta nhận thấy D và E tỉ lệ nghịch với khoảng cách r ; ở gần mặt trụ ta có thể thu được điện trường rất mạnh.

Nếu mặt trụ thu lại thành một dây mảnh ($R \approx 0$) mật độ điện dài λ thì D và E do dây gây ra được xác định bởi :

$$D = \frac{\lambda}{2\pi r} \text{ và } E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\lambda}{2\pi \epsilon_0 \epsilon r} .$$

Kết quả này trùng với (1-26).

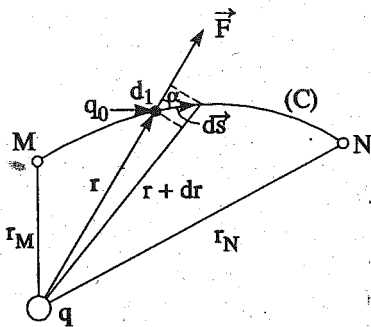
Chú thích : Trong thực tế kích thước của các vật mang điện không thể lớn vô hạn. Song những kết quả đã nghiên cứu trong bốn trường hợp trên đây vẫn áp dụng được nếu điểm M (điểm ta cần xác định $\vec{D}$, $\vec{E}$) nằm xa mép vật mang điện và khoảng cách r từ M tới các vật mang điện là nhỏ so với kích thước của các vật mang điện đó.



§6. ĐIỆN THẾ

1. Công của lực tĩnh điện. Tính chất thế của trường tĩnh điện

a) *Công của lực tĩnh điện.* Trước hết, giả sử ta dịch chuyển một điện tích điểm q_0 trong điện trường của một điện tích điểm q . Ta hãy tính công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích q_0 từ điểm M tới điểm N trên một đường cong (C) bất kì (hình 1-21 ứng với trường hợp q và q_0 là các điện tích dương).



Hình 1-21 : Để tính công của lực tĩnh điện

Theo công thức (1-11) lực tác dụng lên điện tích q_0 bằng $\vec{F} = q_0 \vec{E}$, trong đó $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường gây ra bởi điện tích điểm q tại vị trí của q_0 . Vector $\vec{E}$ được xác định bởi công thức (1-12).

Công của lực tĩnh điện trong chuyển dời vô cùng nhỏ $d\vec{s}$ bằng :

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{s} = q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

$$\text{hay} \quad dA = q_0 \cdot \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \cdot \vec{r} \cdot d\vec{s} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} ds \cdot \cos \alpha,$$

trong đó α là góc giữa bán kính vector $\vec{r}$ và $d\vec{s}$. Từ hình vẽ 1-21 ta thấy rằng $ds \cdot \cos \alpha = dr =$ hình chiếu của $d\vec{s}$ lên bán kính vector $\vec{r}$. Do đó :

$$dA = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dr}{r^2}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Vậy công của lực tĩnh điện trong sự chuyển dời điện tích q_0 từ M tới N là :

$$A_{MN} = \int_M^N q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_{r_M}^{r_N} \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{dr}{r^2}, \quad (1-60)$$

$$A_{MN} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \int_{r_M}^{r_N} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left[-\frac{1}{r} \right]_{r_M}^{r_N},$$

$$A_{MN} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_M} - \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_N}. \quad (1-61)$$

Công thức (1-61) chứng tỏ rằng : Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích q_0 trong điện trường của một điện tích điểm không phụ thuộc vào dạng của đường cong dịch chuyển mà chỉ phụ thuộc vào vị trí điểm đầu và điểm cuối của chuyển dời.

Nếu ta dịch chuyển điện tích q_0 trong điện trường của một hệ điện tích điểm, kết quả trên vẫn đúng. Thực vậy, trong trường hợp này, lực điện trường tổng hợp tác dụng lên điện tích q_0 bằng :

$$\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i,$$

trong đó $\vec{F}_i$ là lực tác dụng của điện tích q_i lên điện tích dịch chuyển q_0 . Công của lực điện trường tổng hợp trong chuyển dời MN là :

$$A_{MN} = \int_M^N \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_M^N \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \cdot d\vec{s} = \sum_{i=1}^n \int_M^N \vec{F}_i \cdot d\vec{s};$$

nhưng theo (1-61) thì :

$$\int_M^N \vec{F}_i \cdot d\vec{s} = \frac{q_0 q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{iM}} - \frac{q_0 q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{iN}},$$

**THƯ VIỆN
HUST**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

trong đó r_{iM} và r_{iN} lần lượt là khoảng cách từ điện tích q_i tới các điểm M và N. Từ đó ta có :

$$A_{MN} = \sum_{i=1}^n \frac{q_0 q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{iM}} - \sum_{i=1}^n \frac{q_0 q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{iN}}. \quad (1-62)$$

Trong trường hợp tổng quát, nếu ta dịch chuyển điện tích q_0 trong một điện trường bất kì thì ta có thể coi điện trường này như gây ra bởi một hệ vô số điện tích điểm và bằng lí luận tương tự như trên, ta đi tới kết luận sau :

Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích điểm q_0 trong một điện trường bất kì không phụ thuộc vào dạng của đường cong dịch chuyển mà chỉ phụ thuộc vào điểm đầu và điểm cuối của chuyển dời.

b) Tính chất thế của trường tĩnh điện

Rõ ràng theo kết quả trên, nếu ta dịch chuyển q_0 theo một đường cong kín bất kì thì công của lực tĩnh điện trong dịch chuyển đó sẽ bằng không. Như ta đã biết trong cơ học, trường có tính chất trên được gọi là trường thế. Vậy *trường tĩnh điện là một trường thế*, ta có thể biểu diễn tính chất thế của trường tĩnh điện bằng một biểu thức toán học. Thực vậy, theo (1-60), công của lực tĩnh điện trong dịch chuyển MN bằng :

$$A_{MN} = \int_{MN} \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_{MN} q_0 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

Trong trường hợp đường cong dịch chuyển là một đường cong kín thì :

$$A = \oint q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0 \text{ hay } \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0. \quad (1-63)$$

Tích phân $\oint \vec{E} \cdot d\vec{s}$ theo định nghĩa là lưu số của vectơ cường độ điện trường dọc theo đường cong kín. Vậy (1-63) được phát biểu như sau :

"Lưu số của vector cường độ điện trường (tĩnh) dọc theo một đường cong kín bằng không".

Phát biểu trên đây và biểu thức (1-63) đặc trưng cho tính chất thế của trường tĩnh điện.

2. Thế năng của một điện tích trong điện trường

Trong cơ học chúng ta đã nghiên cứu trường lực thế. Ta biết rằng công của lực tác dụng lên vật trong trường lực thế bằng độ giảm thế năng của vật đó trong trường lực. Tương tự như vậy, vì điện trường là một trường thế nên công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển một điện tích q_0 trong điện trường cũng bằng độ giảm thế năng W của điện tích đó trong điện trường.

Trong một chuyển dời nguyên tố ds , ta có :

$$dA = -dW \text{ với } dA = q_0 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

và trong chuyển dời hữu hạn từ điểm M tới điểm N trong điện trường ta có :

$$A_{MN} = \int_M^N dA = \int_M^N -dW = W_M - W_N$$

$$\text{hay } A_{MN} = \int_M^N dA = \int_M^N q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s} = W_M - W_N, \quad (1-64)$$

trong đó $W_M - W_N$ là độ giảm thế năng của điện tích điểm q_0 trong sự dịch chuyển điện tích đó từ điểm M tới điểm N trong điện trường.

Để cụ thể, trước hết ta xét trường hợp điện tích q_0 dịch chuyển trong điện trường của một điện tích điểm q . Theo công thức (1-61) ta có :

$$A_{MN} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_{TM}} - \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_{TN}}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

So sánh công thức này với công thức (1-64) ta được :

$$W_M - W_N = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_M} - \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_N}.$$

Từ đó ta suy ra biểu thức thế năng của điện tích điểm q_0 đặt trong điện trường của điện tích điểm q và cách điện tích này một đoạn r bằng

$$W = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} + C, \quad (1-65)$$

trong đó C là một hằng số tùy ý, W còn được gọi là *thế năng tương tác* của hệ điện tích q_0 và q .

Biểu thức (1-65) chứng tỏ thế năng của điện tích điểm q_0 trong điện trường được xác định sai khác một hằng số cộng C . Tuy nhiên, giá trị của C không ảnh hưởng gì tới những phép tính trong thực tế, vì trong trường hợp phép tính đó ta chỉ gặp các hiệu thế năng. Vì vậy người ta thường quy ước chọn thế năng của điện tích điểm q_0 khi nó ở cách xa q vô cùng bằng không ; khi đó theo (1-65), ta có :

$$W_\infty = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_\infty} + C ;$$

do đó : $C = W_\infty = 0.$

Với qui ước đó, công thức (1-65) trở thành :

$$W = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (1-66)$$

Rõ ràng nếu q_0, q cùng dấu (lực tương tác là lực đẩy), thế năng tương tác của chúng là dương còn nếu q_0, q khác dấu (lực tương tác là lực hút) thì thế năng của chúng là âm.

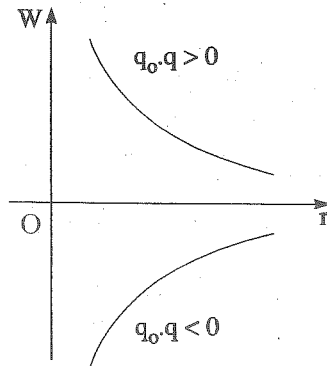
Sự phụ thuộc của thế năng tương tác của hệ hai điện tích vào khoảng cách giữa chúng được biểu diễn trên hình 1-22.

Nếu so sánh (1-62) với (1-64), ta dễ dàng suy ra biểu thức thế năng của điện tích q_0 trong điện trường của hệ điện tích điểm :

$$W = \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_0 q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_i}, \quad (1-67)$$

trong đó r_i là khoảng cách từ điện tích q_0 đến điện tích q_i . Với quy ước thế năng của điện tích q_0 ở vô cùng bằng không ($W_\infty = 0$), dựa vào (1-64) ta cũng suy ra biểu thức thế năng của điện tích điểm q_0 trong một điện trường bất kì

$$W_M = \int_M^\infty q_0 \vec{E}_0 \cdot d\vec{s} \quad (1-68)$$

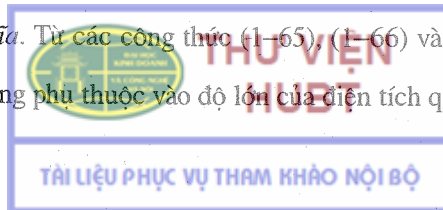


Hình 1-22. Đồ thị thế năng tương tác của hệ hai điện tích điểm.

Vậy : Thế năng của điện tích điểm q_0 tại một điểm trong điện trường là một đại lượng có giá trị bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích đó từ điểm đang xét ra xa vô cùng.

3. Điện thế

a) Định nghĩa. Từ các công thức (1-65), (1-66) và (1-68) ta có nhận xét tỉ số $\frac{W}{q_0}$ không phụ thuộc vào độ lớn của điện tích q_0 mà chỉ phụ thuộc



vào các điện tích gây ra điện trường và vào vị trí của điểm đang xét trong điện trường. Vì vậy ta có thể dùng tỉ số đó để đặc trưng cho điện trường tại điểm đang xét. Theo định nghĩa tỉ số :

$$V = \frac{W}{q_0} \quad (1-69)$$

được gọi là *điện thế* của điện trường tại điểm đang xét.

Từ (1-66), (1-67) và (1-68) ta dễ dàng suy ra :

Điện thế của điện trường gây ra bởi một điện tích điểm q tại điểm cách điện tích q đó một khoảng r bằng :

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1-70)$$

Điện thế của điện trường gây ra bởi một hệ điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_n$ tại một điểm nào đó trong điện trường bằng :

$$V = \sum_{i=1}^n V_i = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i} \quad (1-71)$$

với r_i là khoảng cách từ điểm đang xét tới điện tích q_i .

Điện thế tại một điểm M trong điện trường bất kì có biểu thức (dựa vào (1-68)) :

$$V_M = \int_M^{\infty} \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (1-72)$$

Nếu ta thay giá trị của V ở (1-69) vào (1-64) ta có :

$$A_{MN} = W_M - W_N = q_0(V_M - V_N) \quad (1-73)$$

Vậy : Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích điểm q_0 từ điểm M tới điểm N trong điện trường bằng tích số của điện tích q_0 với hiệu điện thế giữa hai điểm M và N đó.

b) Ý nghĩa của điện thế và hiệu điện thế

Từ (1-73) ta suy ra :

$$V_M - V_N = \frac{A_{MN}}{q_0}$$

Nếu lấy $q_0 = +1$ đơn vị điện tích thì $V_M - V_N = A_{MN}$.

Vậy : *Hiệu điện thế giữa hai điểm M và N trong điện trường là một đại lượng về trị số bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển một đơn vị điện tích dương từ điểm M tới điểm N.*

Nếu lấy $q_0 = +1$ đơn vị điện tích và chọn điểm N ở xa vô cùng thì :

$V_M - V_\infty = A_{M\infty}$ (nhưng ta đã quy ước $W_\infty = 0$, do đó :

$V_\infty = \frac{W_\infty}{q_0} = 0$) và $V_M = A_{M\infty}$. Vậy : *Điện thế tại một điểm trong*

điện trường là một đại lượng về trị số bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển một đơn vị điện tích dương từ điểm đó ra xa vô cùng.

Qua trên ta thấy, do quy ước $W_\infty = 0$ nên $V_\infty = 0$. Như vậy tương tự với thế năng, điện thế được xác định sai khác một hằng số cộng. Giá trị của hằng số cộng này phụ thuộc vào mức điện thế không mà ta chọn. Tuy nhiên sự chọn mức điện thế không ảnh hưởng đến các phép tính trong thực tế vì trong các phép tính đó ta chỉ gặp hiệu điện thế.

Trong nhiều trường hợp thực tế người ta cũng thường quy ước điện thế của Trái đất bằng không. Khi nghiên cứu tính chất của vật dẫn cân bằng tĩnh điện ta sẽ thấy rằng điện thế tại mọi điểm trên cùng một vật dẫn đều bằng nhau. Do đó nếu ta nối một vật dẫn nào đó với đất (bằng một vật dẫn) thì điện thế của vật dẫn đó cũng sẽ bằng không. Khi đó, điện thế của vật dẫn được coi như không đổi.

Chú ý : Các công thức (1-70), (1-71) và (1-72) cho phép ta lần lượt tính điện thế gây ra bởi một điện tích điểm, bởi một hệ điện tích điểm và điện thế tại một điểm trong điện trường bất kì.

Trong trường hợp nếu có một hệ điện tích được phân bố liên tục trong không gian thì ta có thể coi hệ điện tích đó như một hệ vô số điện tích điểm dq và điện thế gây ra bởi hệ điện tích tại một điểm nào đó trong điện trường được tính theo công thức sau :

$$V = \int_{\text{(cả hệ điện tích)}} dV = \int_{\text{(cả hệ điện tích)}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dq}{r}, \quad (1-74)$$

trong đó r là khoảng cách từ điểm đang xét tới điện tích điểm dq .

Trong hệ SI, đơn vị của điện thế, hiệu điện thế là vôn (kí hiệu là V).

§7. MẶT ĐẲNG THỂ

Như ta đã biết, trong điện trường, điện thế biến đổi từ điểm này qua điểm khác. Để thấy cụ thể sự phân bố điện thế trong điện trường, người ta đưa ra khái niệm mặt đẳng thế.

1. Định nghĩa

Mặt đẳng thế là quỹ tích của những điểm có cùng điện thế. Phương trình của các mặt đẳng thế là :

$$V = C = \text{const.}$$

Ứng với mỗi giá trị của hằng số C , ta được một mặt đẳng thế. Từ công thức (1-73) ta dễ dàng suy ra phương trình của các mặt đẳng thế trong điện trường gây ra bởi một điện tích điểm là :

$$r = \text{const.}$$

Đó là phương trình của những mặt cầu có tâm nằm tại điện tích điểm. Các hình (1-9 a, c, d) biểu diễn tiết diện của các mặt đẳng thế (đường chấm chấm) trong điện trường của một điện tích điểm dương,

của một hệ hai điện tích điểm bằng nhau nhưng trái dấu và của một hệ hai điện tích dương bằng nhau.

2. Tính chất của mặt đẳng thế

Dễ dàng thấy rằng các mặt đẳng thế *không cắt nhau*, vì tại mỗi điểm của điện trường chỉ có một giá trị xác định của điện thế.

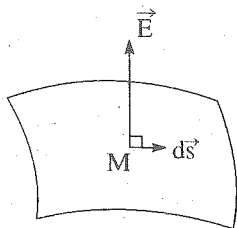
Công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển một điện tích q_0 trên một mặt đẳng thế bằng không. Thực vậy, giả sử ta dịch chuyển điện tích q_0 từ điểm M đến điểm N trên một mặt đẳng thế thì công của lực tĩnh điện bằng :

$$A_{MN} = q_0(V_M - V_N).$$

Nhưng vì M và N nằm trên cùng một mặt đẳng thế nên $V_M = V_N$, do đó $A_{MN} = 0$.

Giả sử từ một điểm M nào đó của mặt đẳng thế ta dịch chuyển điện tích q_0 một đoạn nhỏ $d\vec{s}$ bất kì trên mặt đẳng thế (h.1-23). Khi đó công của lực tĩnh điện trong chuyển dời $d\vec{s}$ bằng :

$$dA = q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0 ;$$



do đó : $\vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$ nghĩa là $\vec{E}$ vuông góc với $d\vec{s}$ lấy bất kì trên mặt đẳng thế nên $\vec{E}$ vuông góc với mọi $d\vec{s}$ vẽ qua điểm M. Vậy : *Vector cường độ điện trường tại một điểm trên mặt đẳng thế tại điểm đó.*

Hình 1-23. Vector cường độ điện trường vuông góc với mặt đẳng thế.

Vì các đường sức điện trường biểu diễn phương, chiều của vector cường độ điện trường nên ta cũng suy ra rằng các đường sức điện trường luôn luôn vuông góc với các mặt đẳng thế (xem lại các hình 1-9a, c, d, họ các đường đứt nét).

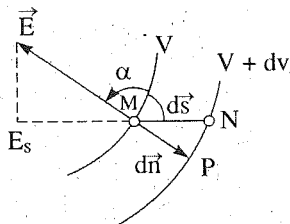
§8. LIÊN HỆ GIỮA VECTƠ CƯỜNG ĐỘ ĐIỆN TRƯỜNG VÀ ĐIỆN THẾ

Vectơ cường độ điện trường và điện thế đều là các đại lượng đặc trưng cho tính chất của điện trường. Do đó chúng có liên hệ với nhau.

1. Hệ thức giữa cường độ điện trường và điện thế

Xét hai điểm M và N rất gần nhau trong điện trường $\vec{E}$ (h.1-24). Giả sử điện thế tại các điểm M và N lần lượt bằng V và $V + dV$, với $dV > 0$ (nghĩa là điện thế tại N lớn hơn điện thế tại M). Để tìm hệ thức giữa cường độ điện trường và điện thế, ta hãy tính công của lực tĩnh điện khi dịch chuyển một điện tích q_0 từ điểm M tới điểm N. Theo định nghĩa ta có :

$$dA = q_0 \vec{E} d\vec{s},$$



trong đó ta đặt : $d\vec{s} = \overline{MN}$.

Mặt khác, theo (1-73) :

$$dA = q_0 [V - (V + dV)] = -q_0 dV.$$

Do đó ta có :

$$\vec{E} \cdot d\vec{s} = -dV. \quad (1-75)$$

Từ (1-75), ta rút ra các nhận

xét sau đây :

Vì $dV > 0$, nên $\vec{E} \cdot d\vec{s} = Eds \cos \alpha < 0$, hay $\cos \alpha < 0$, trong đó α là góc hợp bởi $\vec{E}$ và $d\vec{s}$. Do đó α phải là một góc tù. Điều đó có nghĩa là vectơ cường độ điện trường luôn luôn hướng theo chiều giảm của điện thế (h.1-24).

Đẳng thức (1-75) cũng được viết dưới dạng

$$E \cdot ds \cdot \cos \alpha = E_s \cdot ds = -dV,$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$\text{hay} \quad E_s = -\frac{dV}{ds}, \quad (1-76)$$

trong đó $E_s = E \cos \alpha$ là hình chiếu của vectơ cường độ điện trường trên phương của $d\vec{s}$, $-dV$ là độ giảm điện thế trên đoạn ds . Vậy : *Hình chiếu của vectơ cường độ điện trường trên một phương nào đó về trị số bằng độ giảm điện thế trên một đơn vị dài của phương đó.*

Chú ý : Từ công thức (1-76), ta có thể tính hình chiếu E_x, E_y, E_z của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ trên ba trục toạ độ Đề các :

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}; E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}; E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}, \quad (1-77)$$

trong đó $\partial V/\partial x$ (hoặc $\partial V/\partial y, \partial V/\partial z$) là đạo hàm riêng phân của hàm thế V đối với biến x (hoặc biến y, z) và hình chiếu của vectơ cường độ điện trường trên mỗi trục chỉ bằng và ngược dấu với đạo hàm của hàm thế V theo toạ độ tương tự.

Trong giải tích vectơ, các đẳng thức (1-77) được viết dưới dạng :

$$\vec{E} = \vec{i}E_x + \vec{j}E_y + \vec{k}E_z = -\left(\vec{i}\frac{\partial V}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial V}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial V}{\partial z}\right)$$

$$\text{hay} \quad \vec{E} = -\vec{\text{grad}}V,$$

trong đó vectơ $\vec{\text{grad}}V$ được gọi là gradien của điện thế V . Vậy, *vector cường độ điện trường $\vec{E}$ tại một điểm bất kì trong điện trường bằng và ngược dấu với gradien của điện thế tại điểm đó.*

Bây giờ ta xét một điểm P trên cùng một mặt đẳng thế với điểm N nhưng nằm trên phương pháp tuyến $\vec{dn}$ của mặt đẳng thế tại M . Dễ dàng thấy rằng độ giảm điện thế trên đoạn $MP = dn$ cũng bằng $-dV$. Nếu gọi E_n là hình chiếu của $\vec{E}$ trên phương của $\vec{dn}$, thì theo (1-76) ta có :



THƯ VIỆN

HUBT

$$E_n = -\frac{dV}{dn}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$(1-78)$$

Nhưng vì vectơ $\vec{E}$ vuông góc với một đẳng thế, nghĩa là $\vec{E}$ có cùng phương với pháp tuyến dn , nên :

$$E_n = E = -\frac{dV}{dn}.$$

Rõ ràng $E_s = E \cos \alpha \leq E$, nên từ (1-76) và (1-78) ta suy ra :

$$\left| \frac{dV}{ds} \right| \leq \left| \frac{dV}{dn} \right|.$$

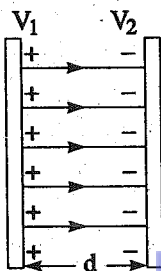
Vậy : *Lân cận một điểm trong điện trường, điện thế biến thiên nhiều nhất theo phương pháp tuyến với mặt đẳng thế (hay phương của đường sức điện trường vẽ qua điểm đó).*

2. Ứng dụng

Công thức (1-76) cho ta xác định cường độ điện trường theo điện thế hay ngược lại. Ta hãy xét một số thí dụ :

a) *Xác định hiệu điện thế giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều, trái dấu*

Như ta đã biết điện trường giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều, trái dấu là một điện trường đều. Các đường sức điện trường có phương vuông góc với hai mặt phẳng (h.1-25). Gọi V_1 và V_2 lần lượt là điện thế của mặt phẳng mang điện dương và mặt phẳng mang điện âm, d là khoảng cách giữa hai mặt phẳng đó. Theo (1-76), cường độ điện trường về trị số bằng độ giảm điện thế trên đơn vị dài, ta có :



Hình 1-25. Xác định hiệu điện thế giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều, trái dấu.

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}.$$

(1-79)

Từ đó :

$$V_1 - V_2 = E.d.$$

Theo (1-55) $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$, do đó ta cũng có :

$$V_1 - V_2 = \frac{\sigma d}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (1-80)$$

Chú ý : Như ta đã biết đơn vị của cường độ điện trường là vôn trên mét (V/m). Trong công thức (1-79), nếu ta cho $d = 1\text{m}$, $V_1 - V_2 = 1$ vôn thì $E = 1\text{V/m}$.

Vậy : *Vôn trên mét là cường độ điện trường của một điện trường đồng tính mà hiệu điện thế dọc theo mỗi mét đường sức là 1 vôn.*

b) Xác định hiệu điện thế giữa hai điểm trong điện trường của một mặt cầu mang điện đều

Giả sử ta muốn xác định hiệu điện thế giữa hai điểm nằm cách tâm của mặt cầu mang điện những đoạn R_1 và R_2 (với $R_2 > R_1 > R$, R là bán kính của mặt cầu mang điện).

Từ công thức (1-78), ta có :

$$-dV = +E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} . dr.$$

Từ đó :

$$\int_{V_1}^{V_2} -dV = \int_{R_1}^{R_2} \frac{q \cdot dr}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}$$

hay :

$$V_1 - V_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1-81)$$

Trong trường hợp $R_1 = R$ và $R_2 = \infty$ ($V_2 = 0$), ta sẽ tìm được biểu thức tính điện thế V của một mặt cầu mang điện đều.

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon R}$$

(1-82)

c) Xác định hiệu điện thế giữa hai điểm trong điện trường của một mặt trụ thẳng dài vô hạn mang điện đều (h.1-20).

Hiệu điện thế giữa hai điểm nằm cách trục của mặt trụ mang điện những đoạn R_1 và R_2 được tính bởi công thức :

$$V_1 - V_2 = \int_{V_1}^{V_2} -dV = \int_{R_1}^{R_2} E \cdot dr,$$

trong đó E được tính bởi công thức (1-59). Do đó :

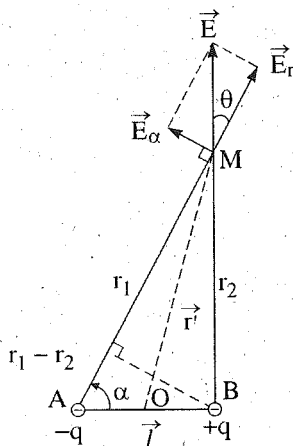
$$\begin{aligned} V_1 - V_2 &= \int_{R_1}^{R_2} \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \frac{dr}{r} = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1} \\ &= \frac{\sigma R}{\epsilon_0\epsilon} \ln \frac{R_2}{R_1}. \end{aligned} \quad (1-83)$$

d) Xác định vector cường độ điện trường gây ra bởi lưỡng cực điện

Xét một lưỡng cực điện có vector mômen $\vec{p}_e = q\vec{l}$. Dựa vào công thức liên hệ giữa cường độ điện trường và điện thế (1-76), ta hãy xác định vector cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi lưỡng cực điện tại điểm M cách lưỡng cực điện một khoảng r (1-26).

Theo (1-71), điện thế gây ra bởi lưỡng cực điện tại M bằng :

$$\begin{aligned} V &= \frac{-q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{r_1 - r_2}{r_1 r_2} \end{aligned}$$



Hình 1-26. Xác định vector cường độ điện trường của lưỡng cực điện.



Coi l rất nhỏ so với các khoảng cách r_1 và r_2 , ta có thể đặt :

$$r_1 - r_2 \approx l \cos \alpha \text{ và } r_1 \cdot r_2 \approx r^2.$$

Khi đó, biểu thức của điện thế tại M có dạng :

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q l \cos \alpha}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{p_e \cos \alpha}{r^2},$$

trong đó : $p_e = ql$ là độ lớn của vectơ mômen điện, α là góc hợp bởi vectơ mômen điện $\vec{p}_e = q\vec{l}$ và bán kính vectơ $\vec{r}$ hướng từ lưỡng cực điện tới điểm M.

Biết sự phụ thuộc của V vào các toạ độ, ta có thể tính được cường độ điện trường theo công thức (1-76).

Dùng các toạ độ cực r và α (với gốc tại điện tích $-q$, và trục cực hướng theo $\vec{p}_e$), ta tính được hình chiếu E_r của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ theo phương của bán kính vectơ $\vec{r}$

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{2p_e \cos \alpha}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \quad (1-84)$$

và hình chiếu E_α trên phương vuông góc với $\vec{r}$

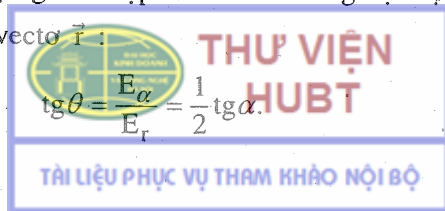
$$E_\alpha = -\frac{\partial V}{r\partial \alpha} = \frac{p_e \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}. \quad (1-85)$$

Từ đó ta tính được cường độ điện trường tổng hợp tại điểm M(r, α) :

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\alpha^2} = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \cdot \sqrt{3 \cos^2 \alpha + 1}, \quad (1-86)$$

và xác định được góc θ hợp bởi vectơ cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$ và bán kính vectơ $\vec{r}$:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E_\alpha}{E_r} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha. \quad (1-87)$$



Các công thức (1-86) và (1-87) cho phép ta xác định hoàn toàn vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi lưỡng cực điện tại điểm M.

Chú ý

Với $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (điểm M nằm trên mặt trung trực của lưỡng cực), theo (1-86) ta có :

$$E = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}.$$

Với $\alpha = 0$ (điểm M nằm trên trục của lưỡng cực), ta có :

$$E = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3}.$$

Ta lại thu được kết quả (1-22), (1-23).



Chương 2

VẬT DẪN

Như ta đã biết vật dẫn là vật có chứa các hạt mang điện tự do ; các hạt mang điện này có thể chuyển động trong toàn bộ vật dẫn. Có nhiều loại vật dẫn (rắn, lỏng, khí) ; trong chương này, ta chỉ nghiên cứu các vật dẫn kim loại.

Thực nghiệm đã xác nhận, kim loại có cấu trúc tinh thể. Ở trạng thái rắn, các ion dương kim loại (tạo bởi hạt nhân và lớp electron bên trong nguyên tử) được xếp theo một trật tự xác định tạo thành các mạng tinh thể ; chúng chỉ dao động nhiệt với biên độ rất nhỏ xung quanh các nút mạng. Các electron ở lớp vỏ ngoài) do liên kết yếu với hạt nhân và bị các nguyên tử bên cạnh tác dụng, tách khỏi nguyên tử gốc của chúng và trở thành các electron "tự do" (hay electron dẫn). Như vậy trong vật dẫn kim loại, các hạt mang điện tự do chính là các electron dẫn, chúng có thể chuyển động tự do từ nguyên tử này sang nguyên tử khác trong mạng tinh thể kim loại.

Dưới đây ta sẽ nghiên cứu những tính chất của vật dẫn (kim loại) và những hiện tượng xảy ra khi đặt vật dẫn trong điện trường.

§1. ĐIỀU KIỆN CÂN BẰNG TĨNH ĐIỆN TÍNH CHẤT CỦA VẬT DẪN MANG ĐIỆN

1. Điều kiện cân bằng tĩnh điện

Cũng như chương 1, ở đây ta chỉ giới hạn nghiên cứu các hiện tượng tĩnh điện, nghĩa là các hiện tượng trong đó các điện tích đã nằm cân bằng (nghĩa là không chuyển động tạo thành dòng điện).

Trước hết ta xét điều kiện cân bằng của các điện tích trong vật dẫn kim loại^(*) (còn gọi là điều kiện cân bằng tĩnh điện).

Như trên đã nói, trong vật dẫn kim loại có các electron tự do. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, dù nhỏ đến mức nào, các electron này cũng chuyển dời có hướng và tạo thành dòng điện. Vì vậy, muốn các electron tự do nằm cân bằng trong vật dẫn, ta phải có các điều kiện sau :

a) Vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm bên trong vật dẫn phải bằng không

$$\vec{E}_{tr} = 0. \quad (2-1)$$

b) Thành phần tiếp tuyến $\vec{E}_t$ của vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm trên mặt vật dẫn phải bằng không. Nói một cách khác, tại mọi điểm trên mặt vật dẫn, vectơ cường độ điện trường (do đó đường sức điện trường) phải vuông góc với mặt vật dẫn :

$$\vec{E}_t = 0, \quad \vec{E} = \vec{E}_n. \quad (2-2)$$

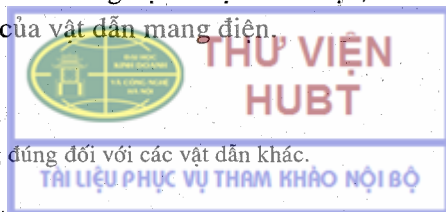
Thực vậy, nếu $\vec{E}_{tr} \neq 0$ và $\vec{E}_t \neq 0$ thì các electron tự do bên trong và trên mặt vật dẫn sẽ chuyển dời có hướng, do đó trái với điều kiện đã đặt ra (điện tích nằm cân bằng).

Bản chất vật lí của các điều kiện (2-1) và (2-2) sẽ được trình bày trong §2 về hiện tượng điện hưởng.

2. Những tính chất của vật dẫn mang điện

Từ (2-1), (2-2) và từ những định luật tĩnh điện, ta dễ dàng chứng minh những tính chất của vật dẫn mang điện.

(*) Điều kiện này cũng đúng đối với các vật dẫn khác.



a) *Vẫn dẫn là một khối đẳng thế*

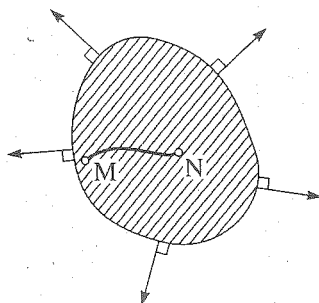
Xét hai điểm M, N bất kì trên vật dẫn (h.2-1). Hiệu điện thế giữa hai điểm đó được xác định bởi (1-72) :

$$V_M - V_N = \int_M^N \vec{E} d\vec{s} = \int_M^N E_t ds, \quad (2-3)$$

trong đó E_t là hình chiếu của $\vec{E}$ trên phương của $d\vec{s}$ (phương chuyển dời).

Bên trong vật dẫn $\vec{E} = 0$, do đó theo (2-3) : điện thế tại mọi điểm bên trong vật dẫn đều bằng nhau. Tương tự, trên mặt vẫn dẫn $E_t = 0$, từ (2-3) ta cũng có : điện thế tại mọi điểm trên mặt vật dẫn đều bằng nhau. Người ta chứng minh rằng do tính chất liên tục của điện thế : điện thế tại một điểm sát mặt vật dẫn sẽ bằng điện thế tại một điểm trên mặt vật dẫn. Vậy : điện thế tại mọi điểm của vật dẫn đều bằng nhau. Nói một cách khác :

Vật dẫn cân bằng tĩnh điện là một khối đẳng thế. Mặt vật dẫn là một mặt đẳng thế.



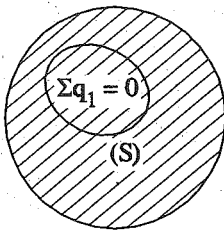
Hình 2-1. Để chứng minh tính chất của vật dẫn mang điện

b) Giả sử ta truyền cho vật dẫn một điện tích q nào đó. Khi vật dẫn đã ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, ta có thể chứng minh rằng *điện tích q chỉ được phân bố trên bề mặt của vật dẫn ; bên trong vật dẫn, điện tích bằng không* (nói đúng hơn, các điện tích âm và dương trung hoà lẫn nhau).

Thực vậy, ta tưởng tượng lấy một mặt kín (S) bất kì trong vật dẫn (h.2-2). Theo định lí Ôxtrogratzki-Gauss, tổng đại số điện tích nằm trong mặt kín (S) bằng thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín đó

$$\sum q_i = \int_{(S)} \vec{D} d\vec{s}.$$

Bên trong vật dẫn $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} = 0$, nên $\sum q_i = 0$. Vì mặt kín (S) được chọn bất kì nên ta có thể kết luận : tổng đại số điện tích bên trong vật dẫn bằng không. Nếu ta truyền cho vật dẫn một điện tích q thì điện tích này sẽ chuyển ra bề mặt vật dẫn và chỉ được phân bố trên bề mặt vật dẫn đó.



Hình 2-2. Điện tích chỉ tập trung trên bề mặt của vật dẫn.

Vì lí do trên đây, nếu ta khoét rỗng một vật dẫn đặc thì sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn vẫn không hề bị thay đổi, nghĩa là :

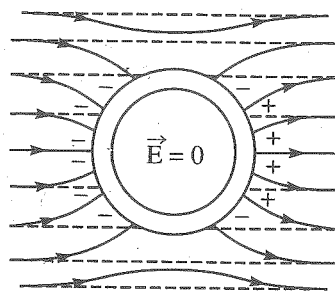
– Đối với một vật dẫn rỗng đã ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, điện trường ở phần rỗng và trong thành của vật dẫn rỗng cũng luôn bằng không.

– Nếu ta đem một quả cầu kim loại mang điện cho tiếp xúc với mặt trong của vật dẫn rỗng thì điện tích trên quả cầu mang điện sẽ được truyền hết ra mặt ngoài vật dẫn rỗng. Kết quả này được dùng làm nguyên tắc tích điện cho một vật và do đó nâng điện thế của vật lên rất cao. Đó cũng chính là nguyên tắc của các máy phát tĩnh điện Vande Graf cho phép tạo ra các hiệu điện thế hàng triệu vôn (xem VLĐC, tập III).

Vì điện trường bên trong một vật dẫn rỗng bằng không nên một vật dẫn khác nằm trong vật rỗng sẽ không bị ảnh hưởng bởi điện trường bên ngoài. Như vậy vật dẫn rỗng có tác dụng như một màn bảo vệ, che chở cho các vật dẫn khác đặt ở bên trong nó khỏi bị ảnh hưởng của điện trường bên ngoài. Vì thế vật dẫn rỗng được gọi là màn điện (h.2-3). Thực tế những lưới kim loại dày (màu) cũng có thể coi là màn điện. Màn điện được ứng dụng rộng rãi trong kĩ thuật và đời sống. Để tránh khỏi tác dụng nhiễu của điện trường ngoài, các dụng cụ đo điện

chính xác, một số đèn điện tử, dây dẫn tín hiệu điện v.v... thường được bảo vệ bởi các vỏ hoặc lưới kim loại đã được nối đất. (Khi nối đất, điện thế của vỏ sẽ không đổi và bằng điện thế của đất). Khi đó điện trường ngoài sẽ không làm thay đổi được cả điện trường và điện thế bên trong vỏ.

c) Lí thuyết và thực nghiệm đã chứng tỏ sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn chỉ phụ thuộc vào hình dạng của mặt đó. Vì lí do đối xứng, trên những vật dẫn có dạng mặt cầu, mặt phẳng vô hạn, mặt trụ dài vô hạn v.v... điện tích được phân bố đều. Đối với những vật dẫn có hình dạng bất kì, sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn sẽ không đều. Hình 2-4

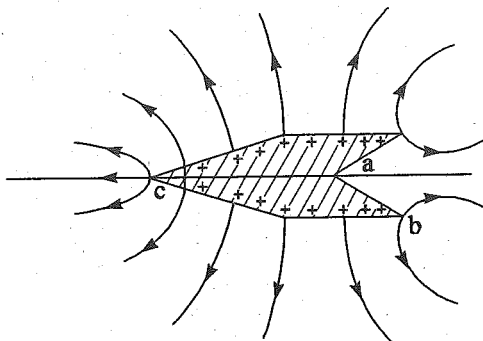


Hình 2-3. Màn điện

biểu diễn sự phân bố điện tích và điện phổ của vật dẫn có dạng lồi lõm khác nhau. Qua hình vẽ ta thấy : Ở những chỗ lồi (a), điện tích hầu như bằng không, ở những chỗ lõm hơn (b) điện tích được phân bố nhiều hơn ; đặc biệt, điện tích được tập trung ở những chỗ có mũi nhọn (c). Vì vậy, tại vùng lân cận mũi nhọn điện trường rất mạnh. Dưới tác dụng của điện trường này một số ion dương và electron có sẵn trong khí quyển (do tác dụng ion hoá của các tia vũ trụ, tia phóng xạ...) chuyển động có gia tốc và mau chóng đạt vận tốc rất lớn. Chúng va chạm vào các phân tử không khí, gây ra hiện tượng ion hoá : Số ion sinh ra ngày càng nhiều. Các hạt mang điện trái dấu với điện tích trên mũi nhọn sẽ bị mũi nhọn hút vào, do đó điện tích trên mũi nhọn mất dần (vì bị trung hoà bởi các điện tích trái dấu). Trái lại, các hạt mang điện cùng dấu với điện tích của mũi nhọn sẽ bị đẩy ra xa ; chúng kéo theo các phân tử không khí, tạo thành một luồng gió và được gọi là *gió điện*. Hiện tượng mũi nhọn bị mất dần điện tích và tạo thành gió điện được gọi là *hiệu ứng mũi nhọn*.

Trong một số máy tính điện làm việc dưới điện thế cao, để tránh mất mát điện do hiệu ứng mũi nhọn sinh ra, người ta thường làm một số bộ phận kim loại của máy không ở dạng mũi nhọn, mà dưới dạng mặt có bán kính cong lớn hoặc mặt cầu... Ngược lại, trong nhiều trường hợp, người ta sử dụng hiệu ứng mũi nhọn để phóng nhanh điện tích tập trung trên vật ra ngoài khí quyển.

Chẳng hạn, khi bay qua những đám mây, máy bay thường bị tích điện. Do đó điện thế của thân máy bay thay đổi, ảnh hưởng đến việc sử dụng các thiết bị điện trên máy bay. Vì vậy trên thân máy bay (đặc biệt máy bay có vận tốc lớn) người ta thường gắn một thanh kim loại nhọn (hoặc dây kim loại mảnh). Do hiệu ứng mũi nhọn, điện tích trên thân máy bay sẽ mất đi nhanh chóng.

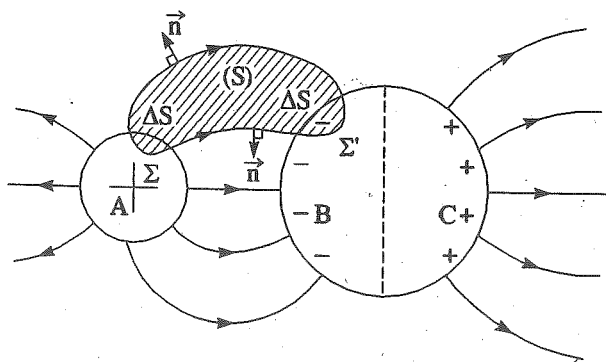


Hình 2-4. Sự phân bố điện tích trên vật dẫn.

§2. HIỆN TƯỢNG ĐIỆN HƯỚNG

1. Hiện tượng điện hướng. Định lí các phân tử tương ứng

Khi đặt một vật dẫn chưa mang điện (BC) trong điện trường ngoài $\vec{E}_0$ (trên hình vẽ 2-5, điện trường $\vec{E}_0$ do một quả cầu kim loại mang điện dương gây ra), thì dưới tác dụng của lực điện trường của electron trong vật dẫn sẽ chuyển dời có hướng, ngược chiều điện trường. Kết quả là trên các mặt giới hạn B, C của vật dẫn xuất hiện các điện tích trái dấu. Các điện tích này được gọi là các điện tích cảm ứng.



Hình 2-5. Hiện tượng điện hưởng.

Các điện tích cảm ứng gây ra bên trong vẫn dẫn một điện trường phụ $\vec{E}'$ ngày càng lớn và ngược với điện trường ngoài $\vec{E}_0$ làm cho điện trường tổng hợp $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ yếu dần. Các electron tự do trong vật dẫn chỉ ngừng chuyển động có hướng khi cường độ điện trường tổng hợp bên trong vật dẫn bằng không và đường sức điện trường ở ngoài vuông góc với mặt vật dẫn, nghĩa là khi điều kiện cân bằng tĩnh điện (2-1), (2-2) được thực hiện.

Khi đó, các điện tích cảm ứng sẽ có độ lớn xác định. Dễ dàng thấy rằng điện tích cảm ứng âm (do thừa electron ở B), và điện tích cảm ứng dương (do thiếu electron ở C) có độ lớn bằng nhau.

Hiện tượng các điện tích cảm ứng xuất hiện trên vật dẫn (lúc đầu không mang điện) khi đặt trong điện trường ngoài được gọi là hiện tượng điện hưởng.

Do hiện tượng điện hưởng, điện phổ của điện trường ngoài đã bị thay đổi. Hình 2-5 cho thấy : Một số đường sức điện trường bị gián đoạn trên vật dẫn ; chúng bị cong lại và tập trung trên mặt B có điện tích cảm ứng âm, rồi lại xuất phát từ mặt C có điện tích cảm ứng dương. Rõ ràng điện tích trên vật mang điện A và điện tích cảm ứng có quan hệ với nhau. Để thiết lập mối quan hệ đó người ta chứng minh định lý các phân tử tương ứng.

Xét tập hợp đường cảm ứng điện tủa trên chu vi của một phần tử điện tích ΔS trên vật mang điện A. Giả sử tập hợp đường cảm ứng điện này tới tận cùng trên chu vi của phần tử điện tích $\Delta S'$ trên vật dẫn BC (h. 2-5). Các phần tử điện tích ΔS và $\Delta S'$ chọn như trên được gọi là các *phần tử tương ứng*.

Ta tưởng tượng vẽ một mặt kín (S) hợp bởi ống đường cảm ứng điện trên và hai mặt Σ, Σ' lấy trong các vật A và (BC). Mặt Σ tựa trên chu vi của ΔS , mặt Σ' tựa trên chu vi của $\Delta S'$. Theo định lí Ôxtrôgratxki-Gaox, thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín (S) bằng

$$\Phi_c = \int_{(S)} D_n dS = \sum q_i = \Delta q - \Delta q', \quad (2-4)$$

trong đó Δq và $-\Delta q'$ lần lượt là điện tích trên ΔS và $\Delta S'$. Tại mọi điểm trên ống đường cảm ứng điện $D_n = 0$, còn tại mọi điểm trên Σ và Σ' trong các vật A và (BC) : $D = 0$, do đó (2-4) cho

$$\Phi_c = \Delta q - \Delta q' = 0$$

hay

$$\Delta q' = \Delta q$$

Vậy : *Điện tích cảm ứng trên các phần tử tương ứng có độ lớn bằng nhau và trái dấu. Đó chính là nội dung của định lí các phần tử tương ứng.* Định lí này cho ta xét mối quan hệ giữa điện tích của vật mang điện A và điện tích cảm ứng xuất hiện trên (BC).

2. Điện hưởng một phần và điện hưởng toàn phần

Gọi q và q' lần lượt là điện tích tổng cộng trên vật mang điện A và độ lớn của điện tích cảm ứng xuất hiện trên mặt vật dẫn (BC).

Trong trường hợp hình 2-5, ta nhận thấy chỉ có một số đường cảm ứng điện xuất hiện từ A tới tận cùng trên vật dẫn (BC), còn một số đường cảm ứng điện khác xuất phát từ A lại đi ra vô cùng. Trong trường hợp này, hiện tượng điện hưởng được gọi là *hiện tượng điện hưởng một phần*. Áp dụng định lí về các phần tử tương ứng cho tập hợp

các đường cảm ứng điện xuất phát từ A và tận cùng trên (BC), ta dễ dàng rút ra :

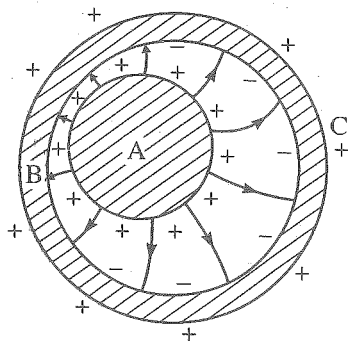
$$q' < q$$

Vậy : Trong trường hợp điện hưởng một phần, độ lớn của điện tích cảm ứng nhỏ hơn độ lớn điện tích trên vật mang điện.

Trong trường hợp hình vẽ 2-6, vật dẫn (BC) bao bọc hoàn toàn vật mang điện A. Vì vậy, toàn bộ đường cảm ứng điện xuất phát từ A đều tận cùng trên vật dẫn BC ; ta có hiện tượng điện hưởng toàn phần. Trong trường hợp này, áp dụng định lí về các phần tử tương ứng, ta dễ dàng suy ra :

$$q' = q.$$

Vậy : Trong trường hợp điện hưởng toàn phần, độ lớn của điện tích cảm ứng bằng độ lớn điện tích trên vật mang điện.



Hình 2-6. Điện hưởng toàn phần.

§3. ĐIỆN DUNG CỦA MỘT VẬT DẪN CÔ LẬP

Một vật dẫn được gọi là cô lập về điện (hay cô lập) nếu gần nó không có một vật nào khác có thể gây ảnh hưởng đến sự phân bố điện tích trên vật dẫn đang xét.

Giả sử ta truyền cho vật dẫn A một điện tích Q nào đó. Theo tính chất của vật dẫn mang điện (đã ở trạng thái cân bằng tĩnh điện), điện tích Q được phân bố trên mặt vật dẫn sao cho điện trường bên trong vật dẫn bằng không. Nếu ta lại tiếp tục truyền cho vật dẫn một điện tích Q thứ hai, thì điện tích này phải được phân bố trên mặt vật dẫn giống hệt sự phân bố của điện tích thứ nhất (nếu không như vậy, điện

trường bên trong vật dẫn sẽ khác không !). Vì vậy, dễ dàng thấy rằng tỉ số mật độ điện mặt ứng với hai lần tích điện cho vật dẫn là không đổi tại mọi điểm của vật dẫn (chẳng hạn, nếu mật độ điện mặt tại một điểm tăng gấp hai thì mật độ điện mặt tại một điểm khác cũng tăng gấp hai). Vì điện thế gây ra một điện tích điểm tỉ lệ với điện tích đó và điện thế gây ra bởi hệ điện tích điểm bằng tổng điện thế gây ra bởi từng điện tích điểm của hệ nên ta có thể kết luận : Điện thế V của vật dẫn cô lập cũng tỉ lệ với điện tích Q của vật dẫn đó, nghĩa là :

$$Q = CV, \quad (2-5)$$

trong đó C là một hệ số tỉ lệ được gọi là *điện dung* của vật dẫn ; nó phụ thuộc vào hình dạng kích thước và tính chất của môi trường cách điện bao quanh vật dẫn.

Theo (2-5), nếu cho $V = 1$ đơn vị điện thế, thì $C = Q$.

Vậy : *Điện dung của một vật dẫn cô lập là một đại lượng về giá trị bằng điện tích cần truyền cho vật dẫn để điện thế của vật tăng lên một đơn vị điện thế.*

Hay có thể phát biểu một cách khác : *Điện dung của một vật dẫn cô lập là một đại lượng về giá trị bằng điện tích mà vật dẫn tích được khi điện thế của nó bằng một đơn vị điện thế.*

Như vậy ở cùng một điện thế V , vật nào có điện dung lớn hơn vật đó sẽ tích được một điện tích lớn hơn. Nói một cách khác, điện dung của một vật dẫn đặc trưng cho khả năng tích điện của vật dẫn đó.

Trong hệ đơn vị SI, điện dung được tính bằng fara (kí hiệu là F) :

$$1\text{fara} = \frac{1\text{culông}}{1\text{vôn}}$$

Ta hãy áp dụng công thức định nghĩa (2-5) để tính điện dung của một quả cầu kim loại bán kính R , đặt trong một môi trường đồng nhất có hằng số điện môi ϵ .

Gọi Q là điện tích của quả cầu. Theo tính chất của vật dẫn mang điện, Q được phân bố đều trên mặt của quả cầu kim loại. Do đó điện thế V của quả cầu được xác định bởi công thức (1-82).

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R}.$$

Suy ra điện dung của quả cầu kim loại :

$$C = \frac{Q}{V} = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (2-6)$$

Công thức (2-6) cho phép ta suy ra đơn vị của hằng số điện ϵ_0 trong hệ SI cũng là fara trên mét (F/m).

Nếu trong (2-6), ta cho $C = 1F$ thì

$$R = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} = \frac{1}{4.3,14.8,86.10^{-12}} = 9.10^9 m,$$

nghĩa là một quả cầu kim loại có bán kính lớn gấp khoảng 1500 lần bán kính của Trái Đất mới có điện dung bằng 1fara. Kết quả này cho ta hình dung cỡ lớn của đơn vị fara. Trong thực tế người ta hay dùng các đơn vị ước của fara là micrôfara (μf), nanôfara (nF) và picôfara (pF)>

$$1\mu = 10^{-6}F; 1nF = 10^{-9} F;$$

$$1pF = 10^{-6} \mu F = 10^{-12}F.$$

§4. HỆ VẬT DẪN TÍCH ĐIỆN CÂN BẰNG TỰ ĐIỆN

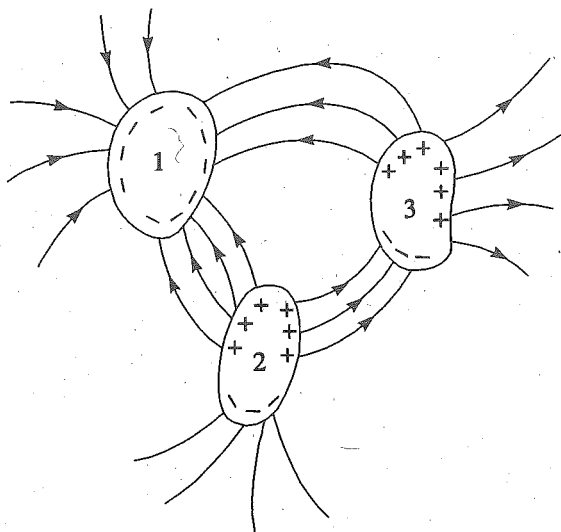
1. Điện dung và hệ số điện hưởng

Giả sử có 3 vật dẫn (kim loại) tích điện ở trạng thái cân bằng, giá trị điện tích và điện thế của chúng lần lượt bằng (h. 2-7).

$$q_1, q_2, q_3 \text{ và } V_1, V_2, V_3.$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Thực nghiệm chứng tỏ rằng khi điện tích (hoặc điện thế) của một trong 3 vật thay đổi thì sẽ ảnh hưởng đến điện tích và điện thế của 2 vật kia (hiện tượng điện hưởng). Nói cách khác giữa các giá trị điện tích và điện thế của các vật dẫn ấy có những liên hệ xác định.



Hình 2-7. Hệ vật dẫn tích điện cân bằng.

Đối với một vật dẫn cô lập, liên hệ giữa điện tích và điện thế là một liên hệ tuyến tính :

$$q = CV.$$

Vậy đối với hệ ba điện tích nói trên, liên hệ giữa các giá trị điện tích và điện thế cũng là những liên hệ tuyến tính được viết dưới dạng :

$$q_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2 + C_{13}V_3,$$

$$q_2 = C_{21}V_1 + C_{22}V_2 + C_{23}V_3, \quad (2-7)$$

$$q_3 = C_{31}V_1 + C_{32}V_2 + C_{33}V_3.$$

Các hệ số C_{11} , C_{22} , C_{33} được gọi là điện dung của các vật dẫn 1, 2, 3 còn các hệ số C_{12} , C_{13} , ..., C_{32} được gọi là các độ điện hưởng. Giữa các hệ số này người ta đã chứng minh :

$$C_{ij} \geq 0 \text{ và } C_{ij} = C_{ki} \text{ (hệ thức đối xứng) (i và k = 1, 2, 3). (2-8)}$$

Các hệ thức (2-7) trên đây dễ dàng mở rộng cho trường hợp hệ gồm n vật dẫn.

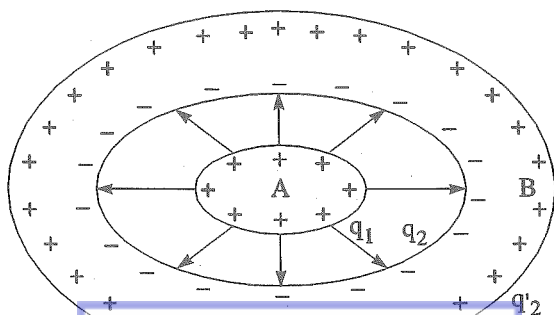
2. Tụ điện

Một trường hợp riêng của hệ vật dẫn là tụ điện.

Định nghĩa : Tụ điện là một hệ hai vật dẫn A và B sao cho vật dẫn B bao bọc hoàn toàn vật dẫn A (A, B thường được gọi là 2 cốt hoặc 2 bản tụ điện). Ta nói rằng khi đó hai vật dẫn A, B ở trạng thái điện hưởng toàn phần. Giả sử vật dẫn A tích điện q_1 (ở ngoài mặt) trên mặt trong của vật dẫn B xuất hiện điện tích q_2 và trên mặt ngoài của vật dẫn B xuất hiện điện tích q'_2 .

Tính chất 1

$q_{11} + q_2 = 0$, nghĩa là khi hai vật dẫn A, B ở trạng thái điện hưởng toàn phần thì điện tích xuất hiện trên 2 mặt đối diện có giá trị đối nhau.



Chứng minh : Lấy một mặt kín S bất kì nằm hoàn toàn trong thể tích của vật dẫn B và bao bọc vật dẫn A .

Điện trường tại mọi điểm trên S đều bằng 0 (điện trường bên trong vật dẫn tích điện cân bằng), vậy điện thông qua mặt S bằng 0. Nhưng trong mặt kín S có chứa điện tích $q_1 + q_2$, vậy theo định lý Ôxtơrôtxki-Gaox, :

$$q_1 + q_2 = 0$$

Tính chất 2. Gọi V_1 và V_2 lần lượt là điện thế của 2 vật dẫn A và B của tụ điện, ta có thể viết những hệ thức tuyến tính dạng (2-7).

(Chú ý điện tích của vật B là $q_2 + q_2'$)

$$q_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2,$$

$$q_2 + q_2' = C_{21}V_1 + C_{22}V_2. \quad (2-9)$$

Hai phương trình này luôn nghiệm với mọi giá trị có thể của điện tích và điện thế.

a) Nếu ta nối vật dẫn B với đất thì điện tích q_2' chạy xuống đất và $V_2 = V_{\text{đất}}$.

Chọn $V_{\text{đất}} = 0$ (gốc điện thế), hệ phương trình trên thành

$$q_1 = C_{11}V_1,$$

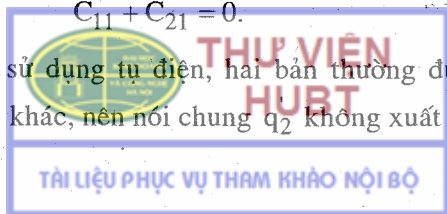
$$q_2 = C_{21}V_1.$$

Do đó $q_1 + q_2 = (C_{11} + C_{21})V_1 = 0$ (tính chất 1).

Suy ra hệ thức :

$$C_{11} + C_{21} = 0.$$

b) Tổng quát, khi sử dụng tụ điện, hai bản thường được nối với nguồn hay các vật dẫn khác, nên nói chung q_2 không xuất hiện, vậy ta có các hệ thức sau :



$$q_1 = C_{11}V_1 + C_{12}V_2, \quad (2-9a)$$

$$q_2 = C_{21}V_1 + C_{22}V_2; \quad (2-9b)$$

và $q_1 + q_2 = (C_{11} + C_{21})V_1 + (C_{12} + C_{22})V_2 = 0.$

Vì $C_{11} + C_{12} = 0$

nên suy ra hệ thức : $C_{12} + C_{22} = 0.$

Kết hợp với tính chất đối xứng của hệ số điện hưởng, ta có hệ thức sau :

$$C_{11} = C_{22} = -C_{12} = -C_{21}. \quad (1-10)$$

Đặt $C_{11} = C_{22} = C > 0,$

$$C_{12} = C_{21} = -C < 0.$$

Các hệ thức (2-9a) và (2-9b) thành ra :

$$q_1 = C(V_1 - V_2) \text{ và } q_2 = -C(V_1 - V_2), \quad (2-11)$$

C được gọi là *điện dung của tụ điện*.

Tính chất 3. Hệ thức trên đây chứng tỏ (vì $C \geq 0$) khi $q_1 > 0$ thì $V_1 > V_2$:

Trong tụ điện, điện thế của bản tích điện dương cao hơn điện thế của bản tích điện âm.

Định nghĩa : Giá trị điện tích :

$$q = q_1 = -q_2$$

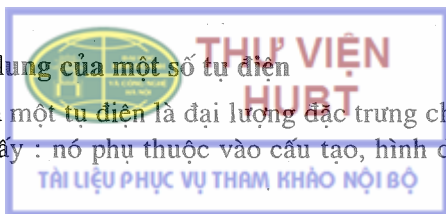
được gọi là *điện tích của tụ điện*. Theo trên ta có thể viết :

$$q = CU, \quad (2-12)$$

với $U = V_1 - V_2 = U_{12} = U_{AB}$ là hiệu điện thế giữa bản tích điện dương và bản tích điện âm.

3. Tính điện dung của một số tụ điện

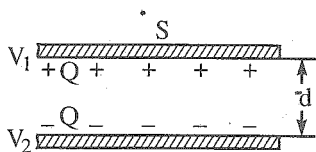
Điện dung của một tụ điện là đại lượng đặc trưng cho khả năng tích điện của tụ điện ấy : nó phụ thuộc vào cấu tạo, hình dạng, kích thước



của 2 bản và môi trường cách điện giữa 2 bản tụ điện và không phụ thuộc vào các vật dẫn bên ngoài. Dưới đây ta tính điện dung của một số tụ điện đơn giản.

a) Tụ điện phẳng

Hai bản tụ điện là hai mặt phẳng kim loại có cùng diện tích S đặt song song cách nhau một khoảng d (h. 2-9). Nếu khoảng cách d giữa hai bản rất nhỏ so với kích thước của mỗi bản thì ta có thể coi điện trường giữa hai bản như điện trường gây ra bởi hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện có mật độ điện bằng nhau nhưng trái dấu. Theo công thức (1-80), hiệu điện thế giữa hai bản bằng :



Hình 2-9. Tụ điện phẳng

$$V_1 - V_2 = \frac{d\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{dQ}{\epsilon_0 \epsilon S},$$

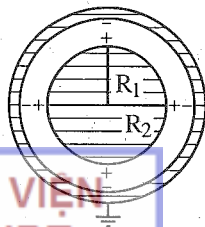
trong đó $\sigma = \frac{Q}{S}$ là độ lớn của mật độ điện mặt trên mỗi bản, ϵ là hằng số điện môi của môi trường lấp đầy khoảng không gian giữa hai bản.

Từ đó suy ra điện dung của tụ điện phẳng :

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (2-13)$$

b) Tụ điện cầu

Trong tụ điện cầu, hai bản tụ là hai mặt cầu kim loại đồng tâm bán kính R_1 và R_2 (bao bọc lẫn nhau) (H. 2-10).



Theo công thức (1-81) hiệu điện thế giữa hai bản bằng :

Hình 2-10. Tụ điện cầu.

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

hay

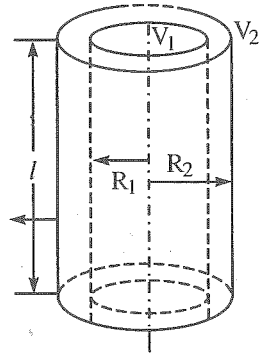
$$V_1 - V_2 = \frac{Q(R_2 - R_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}.$$

Do đó điện dung của tụ điện cầu bằng :

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (2-14)$$

Nếu $R_2 - R_1 = d$ rất nhỏ so với R_1 , ta có thể coi $R_2 \approx R_1$ khi đó công thức (2-14) trở thành :

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1^2}{d} = \frac{\epsilon_0\epsilon d}{d},$$



trong đó $S = 4\pi R_1^2$ là diện tích của mỗi Hình 2-11. Tụ điện trụ.

bản, d là khoảng cách giữa hai bản và ϵ là hằng số điện môi của môi trường lấp đầy khoảng không gian giữa hai bản tụ điện.

c) Tụ điện trụ

Hai bản của tụ điện là hai mặt trụ kim loại đồng trục bán kính lần lượt bằng R_1 và R_2 và có chiều cao bằng l (h. 2-11).

Nếu chiều cao l rất lớn so với các bán kính R_1, R_2 ta có thể coi điện trường giữa hai bản như điện trường gây ra bởi hai mặt trụ mang điện dài vô hạn. Theo công thức (1-83), hiệu điện thế giữa hai bản bằng :

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Do đó điện dung của tụ điện trụ bằng :

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}.$$

(2-15)

Nếu khoảng cách giữa hai bản $d = R_2 - R_1$ rất nhỏ so với R_1 thì theo công thức tính gần đúng :

$$\ln \frac{R_2}{R_1} = \ln \left(1 + \frac{R_2 - R_1}{R_1} \right) \approx \frac{R_2 - R_1}{R_1} = \frac{d}{R_1},$$

khi đó công thức (2-15) trở thành :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon/R_1}{d} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d},$$

trong đó $S = 2\pi R_1 l$ là diện tích của mỗi bản tụ, ϵ là hằng số điện môi của môi trường lấp đầy khoảng không gian giữa hai bản.

Như vậy qua các kết quả trên ta nhận thấy : Nếu khoảng cách giữa hai bản tụ điện rất nhỏ so với kích thước của các bản thì *điện dung của một tụ điện bất kì tỉ lệ thuận với diện tích của mỗi bản, với hằng số điện môi của môi trường lấp đầy khoảng không gian giữa hai bản và tỉ lệ nghịch với khoảng cách giữa hai bản đó.*

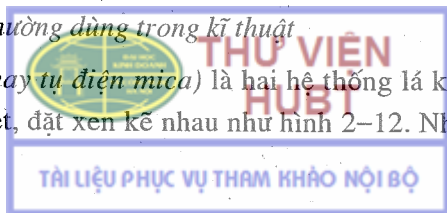
Tuy nhiên với một chất điện môi xác định, ta không thể tăng điện dung của tụ điện bằng cách giảm mãi khoảng cách giữa hai bản được. Vì khi đó điện trường giữa hai bản sẽ rất lớn làm cho chất điện môi giữa hai bản trở thành dẫn điện, điện tích trên hai bản sẽ phóng qua lớp điện môi của tụ điện, khi đó ta nói *tụ điện đã bị đánh thủng.*

Kết quả tương tự như trên sẽ xảy ra nếu ta đặt giữa hai bản của một tụ điện cho trước một hiệu điện thế lớn quá mức chịu đựng của tụ điện. Hiệu điện thế lớn nhất mà một tụ điện có thể chịu được để không bị đánh thủng được gọi là *hiệu điện thế đánh thủng.*

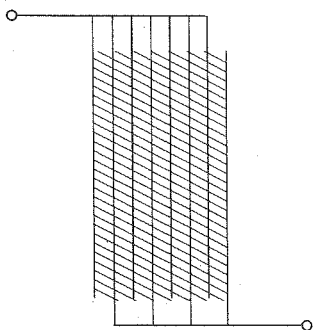
Muốn có những tụ điện kích thước nhỏ điện dung lớn, cần chọn những chất điện môi có hằng số điện môi lớn và chịu được hiệu điện thế đánh thủng cao.

d) Các tụ điện thường dùng trong kĩ thuật

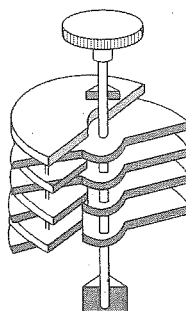
– Tụ điện giấy (hay tụ điện mica) là hai hệ thống lá kim loại (thiếc chẳng hạn) riêng biệt, đặt xen kẽ nhau như hình 2-12. Như vậy tụ điện



sẽ là một bộ gồm nhiều tụ điện mắc song song với nhau. Cứ giữa hai lá người ta lại đệm một tờ giấy tẩm parafin (hoặc đệm mica), dùng làm chất điện môi. Hai hệ thống lá trên thường được cuộn chặt để tụ điện có kích thước nhỏ. Điện dung của loại tụ điện này có thể đạt tới $10^{-2} \mu F$, với hiệu điện thế đánh thủng khoảng vài trăm vôn.



Hình 2-12. Tụ điện giấy



Hình 2-13. Tụ điện không khí có điện dung thay đổi

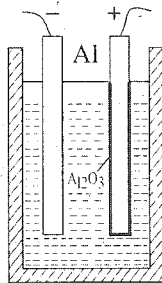
– Tụ điện không khí có điện dung thay đổi được

Tụ điện gồm hai hệ thống bản kim loại (thường có hình bán nguyệt) riêng biệt đặt xen kẽ nhau trong không khí như hình vẽ 2-13. Các bản kim loại thuộc cùng một hệ thống được nối với nhau bằng một thanh dẫn điện và tụ điện cũng là một bộ gồm nhiều tụ điện mắc song song với nhau. Một trong hai hệ thống bản được gắn cố định, còn một hệ thống bản có thể quay xung quanh một trục. Khi hệ thống bản này quay xung quanh trục, thì diện tích đối diện của hai hệ thống bản thay đổi, điện dung của tụ điện sẽ biến thiên. Loại tụ điện này thường được dùng trong các máy thu thanh⁽¹⁾.

(1) Điện dung của tụ điện loại này (còn gọi là tụ xoay) là một hàm tuyến tính của góc quay α , $C = C_1 \alpha + C_0$

– Tự điện điện phân (tự hoá)

Loại tự điện này được chế tạo bằng cách điện phân một dung dịch loãng bicacbonat, photphat, xitrat hay borat kiềm với hai điện cực bằng nhôm (h. 2–14). Sau khi điện phân, trên điện cực dương ta thu được một lớp nhôm ôxit (Al_2O_3) trong suốt, cách điện và có bề dày khoảng $2\mu\text{m}$. Như vậy khi cắt khỏi nguồn điện, ta đã có một tự điện mà một bản là điện cực dương Al, một bản là dung dịch điện phân và vỏ đựng dung dịch, còn chất điện môi là lớp nhôm ôxit rất mỏng trên điện cực dương Al. Vì lớp nhôm ôxit có bề dày rất nhỏ (cũng chính là khoảng cách d giữa hai bản tụ điện), nên tụ điện điện phân là một trong những loại tụ điện có điện dung rất lớn. Với kích thước không lớn lắm, điện dung của tụ điện điện phân vừa mô tả trên đây có thể đạt tới 10^{-2}F , hiệu điện thế đánh thủng khoảng 40V (có thể lớn hơn tùy theo bề dày của lớp nhôm ôxit).

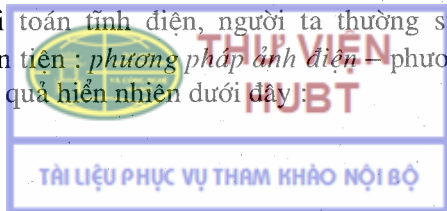


Hình 2–14. Tụ điện điện phân

Tuy nhiên tụ điện điện phân cũng có một số nhược điểm trong sử dụng như điện dung không ổn định ; chỉ dùng được với hiệu điện thế một chiều, bản dương Al phải được nối với cực dương của nguồn điện ; nếu nối bản dương Al với cực âm, lớp nhôm ôxit sẽ bị phá huỷ, các bản bị ngắn mạch, tụ điện sẽ bị hỏng.

§5. PHƯƠNG PHÁP ẢNH ĐIỆN

Trong một số bài toán tĩnh điện, người ta thường sử dụng một phương pháp rất thuận tiện : *phương pháp ảnh điện* – phương pháp ảnh điện dựa trên một kết quả hiển nhiên dưới đây :



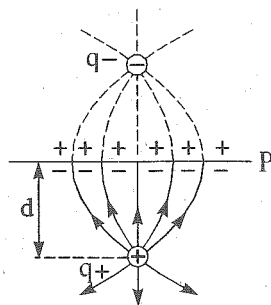
Nếu ta thay một mặt đẳng thế nào đó trong điện trường bằng một vật dẫn có cùng hình dạng và cùng điện thế với mặt đẳng thế đang xét thì điện trường ở ngoài vật dẫn ấy sẽ không bị thay đổi.

Để cụ thể, ta xét hai bài toán sau :

a) Xác định lực tác dụng giữa một điện tích điểm và một mặt phẳng kim loại vô hạn

Để giải quyết bài toán, trước hết ta xét điện phổ và hệ thống mặt đẳng thế của một hệ hai điện tích điểm bằng nhau, trái dấu, biểu diễn trên hình 1-9d (chương 1).

Dễ dàng nhận thấy rằng mặt phẳng trung trực của đoạn thẳng nối hai điện tích $-q$ và $+q$ là một mặt đẳng thế với điện thế bằng không ($V = 0$).



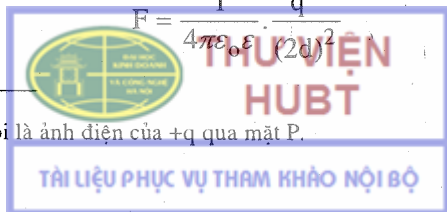
Hình 2-15

Nếu ta thay mặt đẳng thế này bằng một mặt kim loại phẳng vô hạn P (lúc đầu không mang điện) thì theo kết quả đã phát biểu ở trên, điện trường giữa mặt phẳng P và điện tích điểm $+q$ sẽ không bị thay đổi, nghĩa là vẫn trùng với điện trường của hệ hai điện tích điểm $-q$ và $+q$ (h.2-15). Điều này cho phép ta thay thế bài toán xác định lực tương tác giữa điện tích điểm $+q$ với mặt phẳng kim loại vô hạn P bằng bài toán xác định lực tương tác giữa điện tích điểm $+q$ với một điện tích $-q$, đối xứng đối với $+q$ qua mặt phẳng kim loại đó (điện tích $-q$ giống như ảnh của điện tích $+q$ qua một gương phẳng ; chính vì vậy người ta gọi phương pháp đã nêu ở trên là phương pháp ảnh gương hay phương pháp ảnh điện)⁽¹⁾.

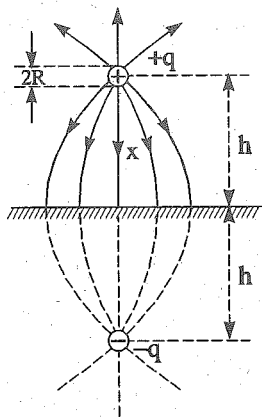
Nếu gọi d là khoảng cách từ điện tích điểm $+q$ tới mặt phẳng kim loại P, thì lực tác dụng giữa điện tích $+q$ với mặt phẳng kim loại sẽ được xác định bởi định luật Culông :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q^2}{(2d)^2}$$

(1) - q được gọi là ảnh điện của $+q$ qua mặt P.



b) Tính điện dung của một dây dẫn hình trụ bán kính R dài vô hạn, mang điện dương, đặt song song với mặt đất và cách mặt đất một khoảng $h \geq R$ (dây điện thoại chẳng hạn).



Hình 2-16

Điện phổ của điện trường giữa dây dẫn và mặt đất được biểu diễn trên hình 2-16 (trong mặt phẳng vuông góc với dây dẫn).

Theo phương pháp ảnh điện trường này trùng với điện trường do dây dẫn và ảnh điện của nó qua mặt đất gây ra. Đó là điện trường tổng hợp của hai mặt trụ dẫn điện dài vô hạn, mang điện trái dấu đã được xác định ở (1-59)

$$E = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l x} + \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l(2h - x)},$$

trong đó Q là độ lớn điện tích trên một đoạn dài l của dây dẫn, x là khoảng cách từ điểm mà ta muốn tính cường độ điện trường (h.2-16) tới dây dẫn mang điện dương.

Từ đó ta tính được hiệu điện thế giữa hai dây dẫn :

$$V_1 - V_2 = \int_R^{2h-R} E \cdot dx = \int_R^{2h-R} \left(\frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l x} + \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon l(2h - x)} \right) dx,$$

$$V_1 - V_2 = \frac{Q}{\pi\epsilon_0\epsilon l} \cdot \ln \frac{2h}{R}.$$

Coi hệ thống dây dẫn và mặt đất như một tụ điện đơn giản, ta sẽ tính được điện dung của một đơn vị dài của dây dẫn ($l = 1$) ;

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\pi\epsilon_0\epsilon}{\ln \frac{2h}{R}}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

§6. NĂNG LƯỢNG ĐIỆN TRƯỜNG

1. Năng lượng tương tác của một hệ điện tích điểm

Ta biết rằng nếu điện tích điểm q_2 đặt trong điện trường của một điện tích điểm q_1 thì thế năng của q_2 là :

$$W_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r_{12}},$$

r_{12} là khoảng cách giữa hai điện tích.

Dễ dàng thấy W_1 cũng là thế năng của q_1 trong điện trường của q_2 . Ta nói W_1 là thế năng tương tác hay năng lượng tương tác của hệ hai điện tích q_1 và q_2 kí hiệu là :

$$W_{12} = W_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r_{12}}.$$

Ta có thể viết :

$$W_{12} = W_{21} = \frac{1}{2} q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{12}} \right) + \frac{1}{2} q_2 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{12}} \right),$$

trong đó : $\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{12}} = V_1 =$ điện thế tại vị trí q_1 (do q_1 gây ra),

$\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{12}} = V_2 =$ điện thế tại vị trí q_2 (do q_1 gây ra).

$$\text{Vậy : } W_{12} = W_{21} = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2). \quad (2-16)$$

Nếu có một hệ ba điện tích q_1, q_2, q_3 với khoảng cách tương hỗ r_{12}, r_{23}, r_{31} thì năng lượng tương tác điện của hệ ba điện tích ấy cho bởi :

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{31} =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{q_1q_2}{r_{12}} + \frac{q_2q_3}{r_{23}} + \frac{q_3q_1}{r_{31}} \right) = \\
&= \frac{1}{2}q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{21}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{31}} \right) + \\
&+ \frac{1}{2}q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{32}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{12}} \right) + \\
&+ \frac{1}{2}q_3 \left(\frac{q_3}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{13}} + \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{23}} \right). \\
W &= \frac{1}{2}(q_1V_1 + q_2V_2 + q_3V_3),
\end{aligned}$$

trong đó V_1, V_2, V_3 lần lượt là điện thế tại vị trí của mỗi điện tích q_1, q_2, q_3 do hai điện tích kia gây ra.

Tổng quát, năng lượng tương tác điện (gọi tắt là năng lượng điện) của hệ n điện tích điểm $q_1, q_2, q_3 \dots q_n$ cho bởi

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i. \quad (2-17)$$

2. Năng lượng điện của một vật dẫn cô lập tích điện

Chia vật dẫn thành từng điện tích điểm dq ta tính được năng lượng điện của vật dẫn ấy :

$$W = \frac{1}{2} \int V dq,$$

nhưng đối với vật dẫn tích điện cân bằng $V =$ không đổi, vậy

$$W = \frac{1}{2} V \int q V.$$

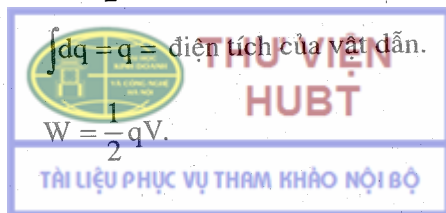
Trong đó

Vậy

$\int dq = q =$ điện tích của vật dẫn.

$$W = \frac{1}{2} qV.$$

(2-18)



Ta cũng có thể viết :

$$W = \frac{1}{2} qV = \frac{1}{2} CV^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}, \quad (2-18')$$

vì $q = CV$ (C là điện dung vật dẫn).

3. Năng lượng tụ điện

Nếu có một hệ vật dẫn tích điện cân bằng lần lượt có điện tích và điện thế :

$$q_1, q_2, q_3 \dots q_n,$$

$$V_1, V_2, V_3 \dots V_n,$$

thì năng lượng của hệ vật dẫn ấy cho bởi

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i. \quad (2-19)$$

Nói riêng năng lượng của một tụ điện tích điện cho bởi

$$W = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2),$$

trong đó $q_1 = -q_2 = q$ (giả sử $q > 0$).

Vậy :

$$W = \frac{1}{2} q (V_1 - V_2) = \frac{1}{2} qU$$

hay

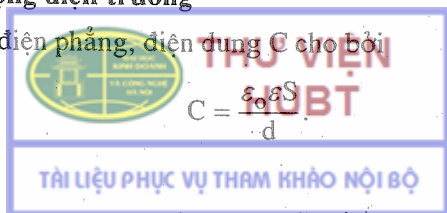
$$W = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} CU^2, \quad (2-20)$$

(C là điện dung của tụ điện).

4. Năng lượng điện trường

Xét một tụ điện phẳng, điện dung C cho bởi

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$$



Năng lượng tụ điện có thể viết

$$W = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \right) U^2,$$

nhưng $U = Ed$ với E là cường độ điện trường giữa hai bản, vậy :

$$W = \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 \right) (Sd),$$

trong đó $Sd = \Delta V =$ thể tích không gian giữa hai bản = thể tích không gian điện trường. Người ta quan niệm rằng năng lượng tụ điện tích điện thực chất là năng lượng của điện trường tồn tại giữa hai bản tụ điện. Năng lượng này được định xứ trong khoảng không gian điện trường.

Năng lượng định xứ trong một đơn vị thể tích của không gian điện trường, còn được gọi là mật độ năng lượng điện trường, cho bởi

$$W_e = \frac{W}{\Delta V} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2. \quad (2-21)$$

Kết quả này thu được đối với điện trường đều trong khoảng không gian giữa hai bản tụ điện nhưng vẫn đúng đối với một điện trường bất kì.

Kết luận :

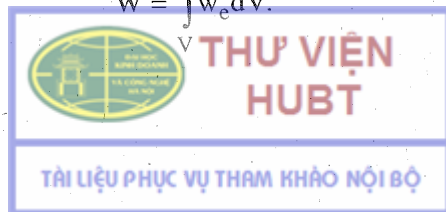
1) Điện trường mang năng lượng : Năng lượng này định xứ trong không gian điện trường.

2) Mật độ năng lượng điện trường tại một điểm là :

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 = \frac{1}{2} \frac{D^2}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{1}{2} ED. \quad (2-21')$$

Do đó năng lượng điện trường định xứ trong một thể tích hữu hạn V là :

$$W = \int_V w_e dV. \quad (2-22)$$



Chương 3

ĐIỆN MÔI

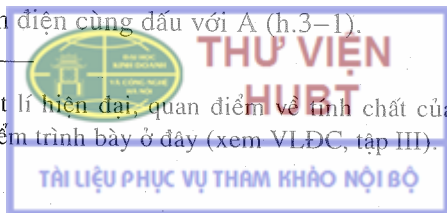
Điện môi là những chất không dẫn điện. Theo vật lí cổ điển, khác với kim loại và các chất điện phân, trong điện môi không có các hạt mang điện tự do^(*) (nghĩa là không có các hạt mang điện có thể chuyển dời có hướng trong điện môi để tạo thành dòng điện). Tuy nhiên, khi đặt điện môi trong điện trường ngoài thì cả điện môi và điện trường đều có những biến đổi cơ bản. Trong chương này ta sẽ nghiên cứu tính chất của điện môi và những biến đổi của nó trong điện trường.

§1. SỰ PHÂN CỰC CỦA CHẤT ĐIỆN MÔI

1. Hiện tượng phân cực điện môi

Thực nghiệm chứng tỏ khi đưa một thanh điện môi đồng chất và đẳng hướng BC vào trong điện trường của một vật mang điện A thì trên các mặt giới hạn của thanh điện môi sẽ xuất hiện những điện tích trái dấu nhau. Mặt đối diện với A được tích điện trái dấu với A, mặt còn lại được tích điện cùng dấu với A (h.3-1).

(*) Trong vật lí hiện đại, quan điểm về tính chất của điện môi tinh thể khác hẳn quan điểm trình bày ở đây (xem VLDC, tập III).



Nếu thanh điện môi không đồng chất và đẳng hướng thì ngay trong lòng thanh điện môi cũng xuất hiện điện tích.

Hiện tượng trên thanh điện môi, đặt trong điện trường, có xuất hiện điện tích được gọi là *hiện tượng phân cực điện môi*.

Hiện tượng phân cực điện môi bên ngoài giống hiện tượng điện hưởng trong vật dẫn kim loại,



Hình 3-1. Hiện tượng phân cực điện môi

song về bản chất (sẽ nghiên cứu dưới đây), hai hiện tượng khác hẳn nhau. Trong hiện tượng phân cực điện môi, ta không thể tách riêng các điện tích để chỉ còn một loại điện tích ; trên thanh điện môi, điện tích xuất hiện ở đâu sẽ định xứ ở đó, không dịch chuyển tự do được ; vì vậy chúng được gọi là các *điện tích liên kết*.

Các điện tích liên kết sẽ sinh ra một điện trường phụ $\vec{E}'$ làm cho điện trường ban đầu $\vec{E}_0$ trong điện môi thay đổi. Điện trường tổng hợp trong điện môi bây giờ là :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad (3-1)$$

Để giải thích các kết quả trên đây, trước hết ta cần nghiên cứu tính chất điện của các phân tử cấu tạo nên chất điện môi.

2. Phân tử phân cực và phân tử không phân cực

Như chúng ta đều biết, mỗi phân tử (hay nguyên tử) gồm các hạt nhân mang điện tích dương và các electron mang điện tích âm. Trong phạm vi nguyên tử hay phân tử, các electron chuyển động với vận tốc rất lớn làm cho vị trí của chúng so với hạt nhân thay đổi liên tục. Vì thế, khi xét tương tác của mỗi electron với các điện tích bên ngoài, ta có thể coi một cách gần đúng như electron đứng yên tại một điểm nào đó, điểm này được xác định như vị trí trung bình của electron theo thời gian.

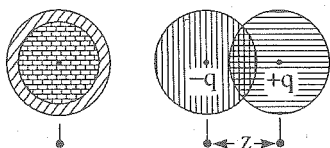
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Đối với những khoảng cách lớn so với kích thước phân tử ta có thể coi tác dụng của electron trong phân tử tương đương với tác dụng của điện tích tổng cộng $-q$ của chúng đặt tại một điểm nào đó trong phân tử. Điểm này được gọi là "trọng tâm" của các điện tích âm.

Tương tự như vậy, ta có thể coi tác dụng của hạt nhân tương đương với tác dụng của điện tích tổng cộng $+q$ của chúng đặt tại "trọng tâm" của các điện tích dương.

Tùy theo sự phân bố electron xung quanh hạt nhân, người ta phân biệt hai loại phân tử điện môi : phân tử không phân cực và phân tử phân cực.

Phân tử không phân cực là loại phân tử có phân bố electron đối xứng xung quanh hạt nhân. Vì thế khi chưa đặt trong điện trường, các trọng tâm điện tích dương và âm trùng nhau (h. 3-2a), phân tử không phải là một lưỡng cực điện, mômen điện của nó bằng không. Đó là phân tử của các chất điện môi như H_2 , N_2 , CCl_4 , các hydrocacbon v.v...



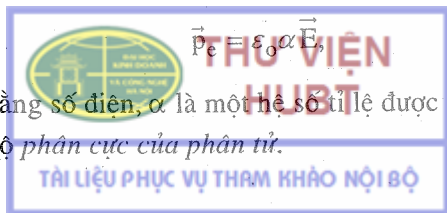
Hình 3-2. Mô hình các loại phân tử điện môi

Khi đặt phân tử không phân cực trong điện trường ngoài các điện tích dương và âm của phân tử bị điện trường ngoài tác dụng và dịch chuyển ngược chiều nhau : Điện tích dương theo chiều điện trường, điện tích âm ngược chiều điện trường ; phân tử trở thành một lưỡng cực điện có mômen điện $\vec{p}_e$ khác

không. Người ta đã chứng minh được rằng $\vec{p}_e$ tỉ lệ thuận với vector cường độ điện trường $\vec{E}$; trong hệ đơn vị SI, $\vec{p}_e$ có biểu thức :

$$\vec{p}_e = \epsilon_0 \alpha \vec{E} \quad (3-2)$$

trong đó ϵ_0 là hằng số điện, α là một hệ số tỉ lệ được gọi là một hệ số tỉ lệ được gọi là độ phân cực của phân tử.



Theo (3-2), độ dịch chuyển của các trọng tâm điện tích dương và âm của phân tử phụ thuộc vào điện trường $\vec{E}$ tương tự như một biến dạng đàn hồi. Vì vậy, phân tử không phân cực khi đặt trong điện trường ngoài cũng giống như một lưỡng cực đàn hồi.

Phân tử phân cực là loại phân tử có phân bố electron không đối xứng xung quanh hạt nhân. Vì thế ngay khi chưa đặt trong điện trường ngoài, các trọng tâm điện tích dương và âm của phân tử đã không trùng nhau, chúng nằm cách nhau một đoạn l (h.3-2b) : phân tử là một lưỡng cực điện có mômen điện $\vec{p}_e$ khác không. Khi đặt trong điện trường, $\vec{p}_e$ của nó hướng theo điện trường ngoài. *Điện trường ngoài hầu như không có ảnh hưởng đến độ lớn của mômen điện $\vec{p}_e$.* Vì vậy điện trường ngoài, phân tử phân cực giống như một *lưỡng cực cứng*.

Một số lớn các chất điện môi có phân tử thuộc loại này. Đó là các chất như H_2O , NH_3 , HCl , CH_3Cl , v.v...

Như vậy, về tính chất điện, các phân tử tương đương với các lưỡng cực điện (còn gọi là lưỡng cực phân tử). Nó bị điện trường ngoài tác dụng và gây ra trong không gian xung quanh một điện trường được xác định bởi các công thức (1-22) và (1-23) (xem chương 1 giáo trình này). Các khái niệm trên đây cho ta giải thích hiện tượng phân cực điện môi.

3. Giải thích hiện tượng phân cực điện môi

Trong phần này ta chỉ giới hạn nghiên cứu các điện môi đồng chất và đẳng hướng. Như ta đã biết, khi đặt điện môi trong điện trường ngoài, trên các mặt giới hạn của chất điện môi có xuất hiện điện tích. Ta hãy giải thích hiện tượng này.

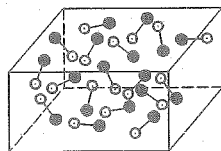
a) Trường hợp điện môi cấu tạo bởi các phân tử phân cực

Xét một khối điện môi chứa một số rất lớn phân tử.

Khi chưa đặt điện môi trong điện trường ngoài, do chuyển động nhiệt các lưỡng cực phân tử trong khối điện môi sắp xếp hoàn toàn hỗn

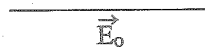
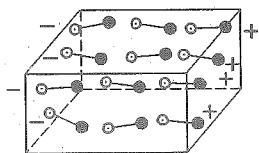
loạn theo mọi phương (h. 3-3) ; các điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử trung hoà nhau, tổng mômen điện của các lưỡng cực phân tử bằng không : Toàn bộ khối điện môi chưa tích điện.

Khi đặt điện môi trong điện trường ngoài $\vec{E}_0$, các lưỡng cực phân tử trong điện môi có xu hướng quay sao cho mômen điện của chúng hướng theo điện trường ngoài. Tuy nhiên, do chuyển động nhiệt, hướng của các mômen điện không thể nằm song song với $\vec{E}_0$ được, mà vẫn bị "tung ra" hai phía so với phương của điện trường ngoài.



Hình 3-3. Điện môi có phân tử phân cực chưa đặt trong điện trường ngoài.

Như vậy dưới tác dụng đồng thời của điện trường ngoài và chuyển động nhiệt, các mômen điện $\vec{p}_e$ của các phân tử được sắp xếp có thứ tự hơn theo hướng của điện trường ngoài $\vec{E}_0$ (h.3-4). Điện trường ngoài càng mạnh, chuyển động nhiệt của các phân tử càng yếu (tức nhiệt độ khối điện môi càng thấp), thì sự định hướng theo điện trường ngoài của các mômen càng rõ rệt. Khi đó,



Hình 3-4. Sự phân cực của điện môi có phân tử phân cực.

trong lòng khối điện môi, điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử vẫn trung hoà nhau : trong lòng khối điện môi không xuất hiện điện tích. Còn ở trên các mặt giới hạn có xuất hiện các điện tích trái dấu (h.3-4) : ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi vào xuất hiện điện tích âm, ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi ra xuất hiện điện tích dương. Các điện tích này chính là tập hợp điện tích của các lưỡng cực phân tử trên các mặt giới hạn. Vì vậy chúng không phải là các điện tích "tự do" và như ta đã biết chúng được gọi là các điện tích "liên kết".

Quá trình phân cực vừa mô tả trên đây do sự định hướng của các lưỡng cực phân tử quyết định nên còn được gọi là *sự phân cực định hướng*.

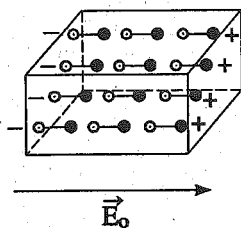
b) Trường hợp điện môi cấu tạo bởi các phân tử không phân cực

Khi chưa đặt điện môi trong điện trường, mỗi phân tử điện môi chưa phải là một lưỡng cực (vì các trọng tâm điện tích dương và âm của nó trùng nhau) : điện môi trung hoà điện.

Khi đặt trong điện trường ngoài, các phân tử điện môi đều trở thành các lưỡng cực điện có mômen điện $\vec{p}_e \neq 0$ (khác với phân tử cô lập, phân tử trong khối điện môi trở thành lưỡng cực điện là do sự biến dạng của lớp vỏ electron của phân tử – nghĩa là do sự dịch chuyển của trọng tâm điện tích âm).

Trong điều kiện điện trường và mật độ chất không lớn lắm, công thức tính mômen điện của phân tử cô lập (3-2) vẫn áp dụng được cho các phân tử trong khối điện môi, song ở đây phải lấy $\vec{E}$ là điện trường tổng hợp trong điện môi. Như vậy dưới tác dụng của điện trường, mômen điện của các phân tử điện môi đều hướng theo điện trường. Khi đó ta có kết quả tương tự như trường hợp a) :

Trên các mặt giới hạn của khối điện môi xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu nhau (h.3-5). Chuyển động nhiệt không ảnh hưởng gì đến sự biến dạng của lớp vỏ electron (tức sự dịch chuyển của các trọng tâm điện tích). Sự phân cực điện môi ở đây được gọi là sự phân cực electron.



Hình 3 – 5. Sự phân cực của điện môi có phân tử không phân cực.

c) Trường hợp điện môi tinh thể

Đối với các điện môi tinh thể có mạng tinh thể ion lập phương (như NaCl, CsCl), ta có thể coi toàn bộ tinh thể như một "phân tử khổng lồ" : các mạng ion dương và ion âm lồng vào nhau.

Dưới tác dụng của điện trường ngoài ; các mạng ion dương dịch chuyển theo chiều điện trường còn các mạng ion âm ngược chiều điện

trường và gây ra hiện tượng phân cực điện môi. Dạng phân cực này được gọi là *phân cực ion*.

Đối với ba loại điện môi đã nêu trên đây, dễ dàng thấy rằng khi đã cắt bỏ điện trường ngoài ($\vec{E}_0 = 0$), hiện tượng phân cực điện môi cũng mất theo ngay (trừ trường hợp điện môi sắt điện sẽ trình bày trong §5).

§2. VECTƠ PHÂN CỰC ĐIỆN MÔI

Để đặc trưng cho mức độ phân cực của điện môi, người ta dùng đại lượng vật lí là *vectơ phân cực điện môi*, kí hiệu là $\vec{P}_e$.

1. Định nghĩa

Giả sử trong thể tích ΔV của khối điện môi đồng chất có n phân tử điện môi; gọi $\vec{p}_{ei}$ là vectơ mômen điện của phân tử thứ i .

Theo định nghĩa :

Vectơ phân cực điện môi là một đại lượng đo bằng tổng mômen điện của các phân tử có trong một đơn vị thể tích của khối điện môi.

$$\vec{P}_e = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei}}{\Delta V}. \quad (3-3)$$

Đối với loại điện môi có phân tử không phân cực đặt trong điện trường đều thì mọi phân tử điện môi đều có cùng vectơ mômen điện $\vec{p}_e$. Khi đó, theo công thức định nghĩa (3-3), vectơ phân cực điện môi được xác định bởi

$$\vec{P}_e = \frac{n \cdot \vec{p}_e}{\Delta V} = n_0 \vec{p}_e. \quad (3-4)$$



THƯ VIỆN
HUYẾT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

trong đó $n_0 = n/\Delta V$ là số phân tử trong một đơn vị thể tích của khối điện môi (gọi là mật độ phân tử). Gọi $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong điện môi, theo (3-2), ta có :

$$\vec{P}_e = n_0 \vec{p}_e = n_0 \varepsilon_0 \alpha \vec{E}$$

hay

$$\vec{P}_e = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}, \quad (3-5)$$

với $\chi_e = n_0 \alpha$ là hệ số phân cực của một đơn vị thể tích điện môi (hay còn gọi là độ cảm điện môi), χ_e là một đại lượng không có thứ nguyên và không phụ thuộc vào $\vec{E}$.

Đối với loại điện môi có phân tử phân cực, người ta cũng chứng minh được rằng, trong trường hợp điện trường ngoài yếu, công thức (3-5) vẫn đúng, nhưng trong đó phải lấy :

$$\chi_e = \frac{n_0 p_e^2}{3 \varepsilon_0 k T}, \quad (3-6)$$

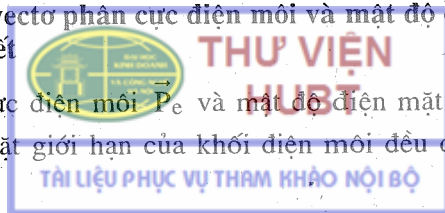
với k là hằng số Bônzman, T là nhiệt độ tuyệt đối của khối điện môi.

Trong trường hợp điện trường mạnh và nhiệt độ khối điện môi thấp thì P_e không tỉ lệ bậc nhất với E nữa. Nếu tăng cường độ điện trường E tới một giá trị đủ lớn, thì tất cả các mômen điện $\vec{p}_e$ đều song song với điện trường $\vec{E}$. Khi đó, dù có tiếp tục tăng E , P_e cũng không tăng nữa : ta nói hiện tượng phân cực điện môi đã đạt tới *trạng thái bão hoà*.

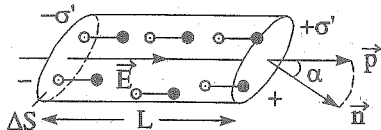
Đối với điện môi tinh thể, người ta chứng minh được rằng vectơ phân cực điện môi $\vec{P}_e$ cũng liên hệ với điện trường $\vec{E}$ bởi công thức (3-5).

2. Liên hệ giữa vectơ phân cực điện môi và mật độ điện tích của các điện tích liên kết

Vì vectơ phân cực điện môi $\vec{P}_e$ và mật độ điện tích của các điện tích liên kết trên mặt giới hạn của khối điện môi đều đặc trưng cho



mức độ phân cực điện môi nên chúng có liên hệ với nhau. Để thiết lập mối liên hệ đó, ta tưởng tượng tách ra trong điện môi một khối trụ xiên có đường sinh song song với vector cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$



Hình 3-6. Thiết lập hệ thức giữa σ và $\vec{P}_e$.

trong điện môi (tức là song song với $\vec{P}_e$), có hai đáy song song với nhau, mỗi đáy có diện tích bằng ΔS , đường sinh có chiều dài L (h. 3-6). Gọi n là pháp tuyến ngoài của đáy mang điện tích dương và α là góc hợp bởi $\vec{n}$ và $\vec{E}$ - σ và $+\sigma$ là mật độ

điện mặt trên mỗi đáy.

Ta có thể coi toàn bộ khối trụ như một lưỡng cực điện tạo ra bởi các điện tích liên kết $-\sigma' \Delta S$ và $+\sigma' \Delta S$ trên hai đáy nằm cách nhau một đoạn L . Mômen điện của nó có độ lớn bằng $\sigma' \Delta S L$. Theo định nghĩa của vector phân cực điện môi, ta có :

$$P_e = |\vec{P}_e| = \frac{\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei} \right|}{\Delta V}, \quad (3-7)$$

trong đó : $\left| \sum_{i=1}^n \vec{p}_{ei} \right| = \sigma' \Delta S L$ và thể tích của khối trụ xiên

$$\Delta V = \Delta S L \cos \alpha.$$

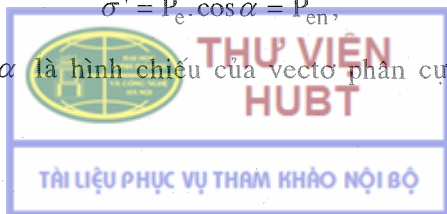
Do đó :

$$P_e = \frac{\sigma' \Delta S L}{\Delta S L \cos \alpha} = \frac{\sigma'}{\cos \alpha};$$

suy ra :

$$\sigma' = P_e \cos \alpha = P_{en}, \quad (3-8)$$

với $P_{en} = P_e \cos \alpha$ là hình chiếu của vector phân cực điện môi trên pháp tuyến $\vec{n}$.



Vậy : Mật độ điện σ của các điện tích liên kết xuất hiện trên mặt giới hạn của khối điện môi có giá trị bằng hình chiếu của vector phân cực điện môi trên pháp tuyến của mặt giới hạn đó.

Từ công thức (3-8) ta thấy rằng, trong hệ đơn vị SI, đơn vị của P_e là culông trên mét vuông (C/m^2).

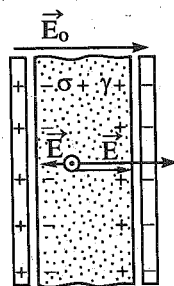
§3. ĐIỆN TRƯỜNG TỔNG HỢP TRONG ĐIỆN MÔI

Như ta đã biết, trên mặt giới hạn của điện môi đặt trong điện trường ngoài $\vec{E}_0$ có xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu nhau. Các điện tích liên kết này sẽ gây ra một điện trường phụ $\vec{E}'$. Do đó điện trường tổng hợp tại một điểm trong điện môi bây giờ là :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'.$$

Để tính cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$, ta hãy xét một trường hợp đơn giản.

Giả sử ta có một điện trường đều $\vec{E}_0$ giữa hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện tích đều nhau nhưng trái dấu ; chất điện môi được lấp đầy khoảng không gian giữa hai mặt phẳng mang điện (h.3-7). Khi đó khối điện môi bị phân cực. Trên các mặt giới hạn của nó có xuất hiện các điện tích liên kết, mật độ điện mặt bằng $-\sigma$ và $+\sigma$. Các điện tích liên kết này sẽ gây ra một điện



trường phụ $\vec{E}'$ cùng phương nhưng ngược chiều với điện trường ban đầu $\vec{E}_0$. Hình 3-7. Để xác định cường độ điện trường trong điện môi.

Theo nguyên lí chồng chất điện trường vectơ cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$ tại một điểm bất kì trong điện môi bằng :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'. \quad (3-9)$$

Vì $\vec{E}_0$ và $\vec{E}'$ đều có phương vuông góc với mặt phẳng mang điện nên vectơ $\vec{E}$ cũng có phương vuông góc với mặt phẳng đó. Chiếu đẳng thức (3-9) trên phương của $\vec{E}_0$, ta có :

$$E = E_0 - E', \quad (3-10)$$

trong đó E' được tính theo công thức của cường độ điện trường gây ra bởi hai mặt phẳng song song vô hạn, mật độ điện mặt $-\sigma'$ và $+\sigma'$ trong chân không $E' = \sigma' / \epsilon_0$. Mặt khác theo (3-7) và (3-8) ta có :

$$\sigma' = P_{en} = \epsilon_0 \chi_e E_n = \epsilon_0 \chi_e E ;$$

do đó :

$$E' = \sigma' / \epsilon_0 = \chi_e E. \quad (3-11)$$

Thay giá trị của E' (3-11) vào (3-10), ta được :

$$E = E_0 - \chi_e E$$

hay :

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi_e} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (3-12)$$

trong đó : $1 + \chi_e = \epsilon$ là một hằng số phụ thuộc tính chất của môi trường, đó chính là hằng số điện môi của môi trường.

Kết quả (3-12) cũng đúng trong trường hợp tổng quát. Vậy : Cường độ điện trường trong điện môi giảm đi ϵ lần so với cường độ điện trường trong chân không.

Bây giờ ta hãy xét mối liên hệ giữa vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ và vectơ phân cực điện môi $\vec{P}_e$.



Theo định nghĩa : $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$, với $\varepsilon = 1 + \chi_e$.

Do đó : $\vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}$.

Nhưng theo (3-7), $\varepsilon_0 \chi_e \vec{E} = \vec{P}_e$ nên :

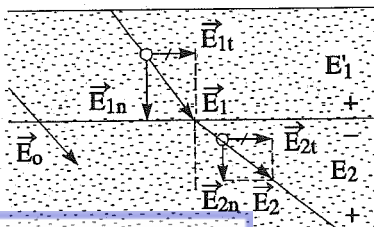
$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e. \quad (3-13)$$

Cần chú ý rằng các công thức $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$ và $\vec{P}_e = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}$ chỉ đúng trong trường hợp các môi trường là đồng chất và đẳng hướng. Trong trường hợp điện môi không đồng chất và không đẳng hướng, vector $\vec{P}_e$ không tỉ lệ với $\vec{E}$ và do đó theo (3-13) vector $\vec{D}$ sẽ không cùng phương chiều với $\vec{E}$. Như vậy, trong trường hợp môi trường không đồng chất và không đẳng hướng, muốn xác định vector $\vec{D}$ ta phải dùng công thức (3-13).

§4. ĐƯỜNG SỨC ĐIỆN TRƯỜNG VÀ ĐƯỜNG CẢM ỨNG ĐIỆN QUA MẶT PHÂN CÁCH CỦA HAI MÔI TRƯỜNG

Trong tiết §4 chương 1 ta đã xét sự gián đoạn của đường sức điện trường và sự liên tục của đường cảm ứng điện trong một trường hợp đặc biệt. Dưới đây ta sẽ xét chi tiết hơn vấn đề này.

Giả sử có hai lớp điện môi, mỗi lớp giới hạn bởi hai mặt phẳng song song, được đặt tiếp xúc nhau, hằng số điện môi lần



Hình 3-8. Sự không liên tục của đường sức điện trường.

lượt bằng $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ đặt trong một điện trường đều $\vec{E}_0$ (h.3-8). Như ta đã biết trên các mặt giới hạn có xuất hiện các điện tích liên kết. Gọi $\vec{E}'_1$ và $\vec{E}'_2$ là các vectơ cường độ điện trường phụ do các điện tích liên kết gây ra trong hai lớp điện môi ; chúng đều vuông góc với mặt phân cách của hai lớp điện môi.

Theo (3-9), các vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong các lớp điện môi lần lượt bằng :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 + \vec{E}'_1, \quad (3-14)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 + \vec{E}'_2, \quad (3-15)$$

Chiếu các đẳng thức (3-14) và (3-15) lần lượt trên các phương pháp tuyến và tiếp tuyến với mặt phân cách, ta có :

$$E_{1n} = E_{0n} - E'_{1n}, \quad (3-16)$$

$$E_{2n} = E_{0n} - E'_{2n}, \quad (3-17)$$

$$E_{1t} = E_{0t} - E'_{1t}, \quad (3-18)$$

$$E_{2t} = E_{0t} - E'_{2t}. \quad (3-19)$$

Vì : $E'_{1t} = E'_{2t} = 0$, nên từ (3-18) và (3-19) ta có :

$$E_{1t} = E_{2t}.$$

Vậy : Thành phần tiếp tuyến của vectơ cường độ điện trường tổng hợp biến thiên liên tục khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi.

Mặt khác, theo (3-11) ta có :

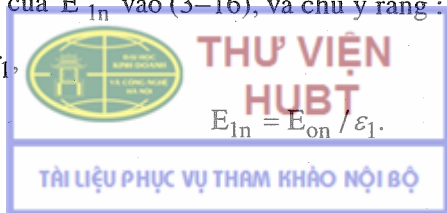
$$E'_{1n} = \chi_{1e} E_{1n}.$$

Thay trị số của E'_{1n} vào (3-16), và chú ý rằng :

$$1 + \chi_{1e} = \varepsilon_1.$$

ta rút ra :

$$E_{1n} = E_{0n} / \varepsilon_1. \quad (3-20)$$



Tương tự, ta cũng có :

$$E_{2n} = E_{on} / \varepsilon_2. \quad (3-20')$$

Từ (3-20) và (3-20'), ta suy ra :

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} \text{ hay } E_{1n} = \varepsilon_2 / \varepsilon_1 \cdot E_{2n}.$$

Vậy : Thành phần pháp tuyến của vectơ cường độ điện trường tổng hợp biến thiên không liên tục khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi.

Kết quả này chứng tỏ rằng đường sức điện trường là không liên tục khi đi qua mặt phân cách.

Đối với vectơ cảm ứng điện, ta có :

$$\vec{D}_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \vec{E}_1, \quad (3-21)$$

$$\vec{D}_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \vec{E}_2, \quad (3-22)$$

$\vec{D}_1$ và $\vec{D}_2$ lần lượt là các vectơ cảm ứng điện trong hai lớp điện môi. Chiếu (3-21) và (3-22) trên tiếp tuyến của mặt phân cách, ta được :

$$D_{1t} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{1t},$$

$$D_{2t} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_{2t}.$$

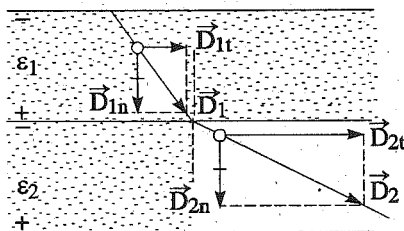
Hình 3-9. Sự liên tục của đường cảm ứng điện.

Nhưng $E_{1t} = E_{2t}$,

nên : $D_{1t} / D_{2t} = \varepsilon_1 / \varepsilon_2$

hay : $D_{1t} = \varepsilon_1 / \varepsilon_2 \cdot D_{2t}.$

Vậy : Thành phần tiếp tuyến của vectơ cảm ứng điện biến thiên không liên tục khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi.



Chiều (3-21) và (3-22) xuống phương pháp tuyến của mặt phân cách ta có :

$$D_{1n} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_{1n},$$

$$D_{2n} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_{2n},$$

nhưng

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n},$$

nên

$$D_{1n} = D_{2n}.$$

Vậy : Thành phần pháp tuyến của vectơ cảm ứng điện biến thiên liên tục khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi.

Qua các kết quả trên ta thấy rằng khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi, không những chỉ có vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ mà cả vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ cũng thay đổi. Tuy nhiên thông lượng cảm ứng điện (do đó số đường cảm ứng điện), theo định nghĩa bằng :

$$\Phi_e = \int_{(S)} D_n dS,$$

thì vẫn không đổi khi qua mặt phân cách (vì $D_{1n} = D_{2n}$).

Trong trường hợp lớp điện môi là không đồng chất, ta có thể tưởng tượng chia điện môi thành những lớp mỏng sao cho có thể coi mỗi lớp điện môi đó là đồng chất, khi đó ta cũng chứng minh được rằng các đường cảm ứng điện sẽ đi liên tục từ lớp này qua lớp khác.

Như vậy trong trường hợp tổng quát đường cảm ứng điện đi liên tục trong điện môi. Chính vì thế, trong các bài toán về điện trường, việc áp dụng định lí Ôxtơgratxki-Gaox sẽ làm cho các bài toán đơn giản đi rất nhiều.



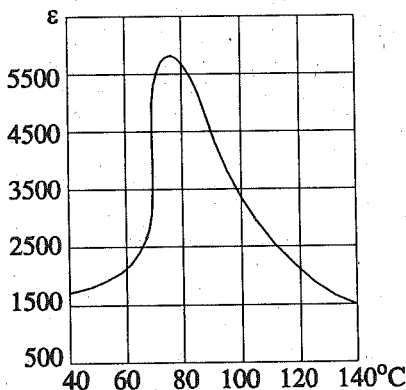
§5. ĐIỆN MÔI ĐẶC BIỆT

1. Điện môi sécnhét

Vào những năm 1930–1934, hai viện sĩ Cuốcsatốp và Còbiécô lần đầu tiên đã tìm thấy ở tinh thể muối sécnhét nhiều tính chất đặc biệt so với các điện môi khác. Muối sécnhét có công thức $\text{NaK}(\text{C}_2\text{H}_2\text{O}_3)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (bitáctrat natri kali ngậm nước). Sau đó, người ta tìm thấy một nhóm những điện môi tinh thể khác cũng có những tính chất tương tự ; vì thế chúng được gọi chung là *điện môi sécnhét*.

Điện môi sécnhét có những đặc tính sau đây :

a) Trong một khoảng nhiệt độ xác định nào đó, hằng số điện môi của điện môi sécnhét rất lớn, có thể đạt tới khoảng 10.000. Hình vẽ 3–10 biểu diễn sự phụ thuộc của hằng số điện môi ϵ của chất titanat bari (BaTiO_3) vào nhiệt độ. Ở khoảng 120°C , ϵ có giá trị gần 2000. Khi giảm nhiệt độ tới 80°C , ϵ tăng vọt tới gần 6000. Nếu tiếp tục giảm nhiệt độ thì ϵ lại giảm xuống.

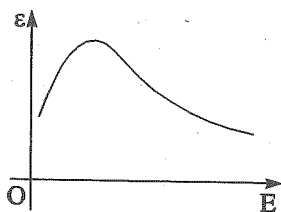


Hình 3–10. Sự phụ thuộc của ϵ vào nhiệt độ.

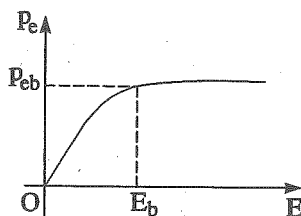
b) Hằng số điện môi ϵ và do đó hệ số χ_e của nó phụ thuộc vào cường độ điện trường E trong điện môi. Hình 3–11 biểu diễn sự phụ thuộc của ϵ vào E . Vì thế đối với điện môi sécnhét, vector phân cực điện môi $\vec{P}_e$ không tỉ lệ bậc nhất với vector cường độ điện trường $\vec{E}$. Hình 3–12 biểu diễn sự phụ thuộc của P_e vào E . Qua đó, ta thấy rằng khi tăng E đến một giá trị E_b nào đó thì

giá trị của P_e không tăng nữa. Khi đó hiện tượng phân cực điện môi trong điện môi sécnhét đã đạt tới trạng thái bão hoà.

Dựa vào công thức $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e$ ta cũng dễ dàng suy ra rằng với những giá trị không lớn lắm của E vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ không phụ thuộc bậc nhất vào E . Chỉ với những giá trị $E > E_b$, khi đó $P_e = \text{const}$, thì D mới phụ thuộc bậc nhất vào E .



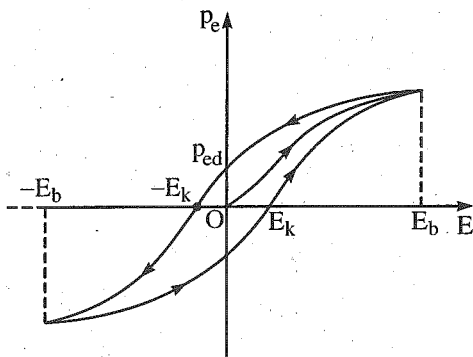
Hình 3-11. Sự phụ thuộc của ϵ vào E .



Hình 3-12. Sự phụ thuộc của P_e vào E .

c) Đối với điện môi sécnhét, giá trị của P_e không những phụ thuộc cường độ điện trường E mà còn phụ thuộc vào trạng thái phân cực trước đó của điện môi. Khi tăng cường độ điện trường tới giá trị E_b , P_e đạt tới giá trị bão hoà. Nếu sau đó ta giảm E xuống tới giá trị bằng không thì P_e không giảm tới không mà vẫn còn bằng một giá trị P_{ed} nào đó (h.3-13). Hiện tượng đó gọi là hiện tượng *phân cực còn dư* hay *hiện tượng điện trễ*. Chỉ khi đổi chiều điện trường và đưa nó tới giá trị $-E_k$ thì sự phân cực mới hoàn toàn mất đi. E_k gọi là điện trường khử điện.

Nếu tiếp tục cho cường độ điện trường biến thiên tới $-E_b$, rồi từ $-E_b$ về không, sau đó lại đổi chiều điện trường và tiếp tục tăng giá trị của cường độ điện trường từ 0 đến E_b , ta sẽ thu được một đường cong khép kín gọi là *chu trình điện trễ*.



Hình 3-13. Chu trình điện trễ.

d) Khi tăng nhiệt độ tới quá một nhiệt độ T_c nào đó, điện môi sécnet sẽ mất hết các tính chất đặc biệt trên và trở thành một điện môi bình thường. Nhiệt độ T_c được gọi là *nhiệt độ Curi*. Đối với muối sécnet, T_c có giá trị vào khoảng 25°C .

Điện môi sécnet có rất nhiều ứng dụng trong kỹ thuật điện và vô tuyến điện hiện đại. Với hằng số điện môi lớn, điện môi sécnet được dùng để chế tạo những tụ điện có kích thước nhỏ, nhưng điện dung rất lớn v.v...

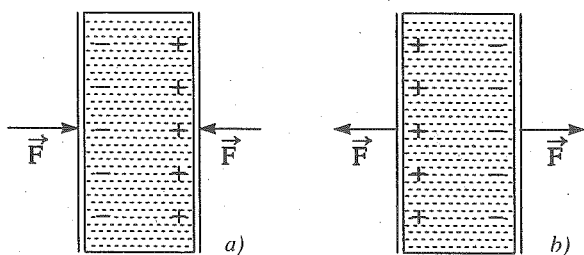
Những đặc tính của điện môi sécnet được giải thích bằng thuyết miền phân cực tự nhiên (hay tự phát). Khối tinh thể điện môi sécnet gồm nhiều miền phân cực tự nhiên ; trong phạm vi mỗi miền, sự tương tác giữa các hạt làm cho các mômen điện của các phân tử song song với nhau ; tuy nhiên, trong các miền khác nhau, các vectơ mômen điện lại sắp xếp hỗn độn sao cho toàn bộ khối điện môi không phân cực. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, vectơ mômen điện của các miền đều quay theo phương chiều của điện trường và gây ra hiện tượng phân cực.

2. Hiệu ứng áp điện

a) *Hiệu ứng áp điện thuận*. Năm 1880, hai nhà vật lý Pie Curi và Giắc Curi đã tìm thấy một hiện tượng mới : khi nén hoặc kéo dãn mẫu



tinh thể điện môi theo những phương đặc biệt trong tinh thể thì trên các mặt giới hạn của tinh thể có xuất hiện những điện tích trái dấu, tương tự như những điện tích xuất hiện trong hiện tượng phân cực điện môi (h.3-14).



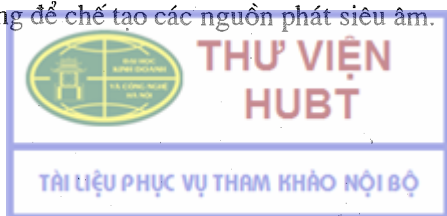
Hình 3-14. Hiệu ứng áp điện.

Hiện tượng đó được gọi là *hiệu ứng áp điện thuận*. Hiệu ứng áp điện thuận xảy ra đối với các tinh thể như thạch anh, tuamalin, muối sêcnhét, đường, titanat bari v.v...

Nếu đổi dấu của biến dạng, ví dụ đi từ nén sang giãn hoặc ngược lại thì điện tích xuất hiện trên hai mặt giới hạn cũng đổi dấu. Do có điện tích trái dấu xuất hiện, nên giữa hai mặt giới hạn này có một hiệu điện thế.

Hiệu ứng áp điện thuận được ứng dụng rộng rãi trong kĩ thuật để biến đổi những dao động cơ (âm) thành những dao động điện v.v...

b) Hiệu ứng áp điện nghịch : Trong các tinh thể đã nêu ở trên, người ta còn quan sát thấy hiện tượng áp điện nghịch : nếu ta đặt lên hai mặt của tinh thể một hiệu điện thế thì nó sẽ bị giãn hoặc nén. Nếu hiệu điện thế này là một hiệu điện thế xoay chiều thì bản tinh thể sẽ bị giãn, nén liên tiếp và dao động theo tần số của hiệu điện thế xoay chiều. Tính chất này được ứng dụng để chế tạo các nguồn phát siêu âm.

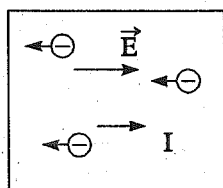


Chương bổ sung

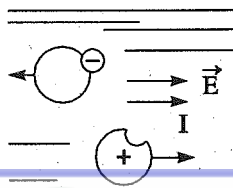
NHỮNG ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN CỦA DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỔI

§1. BẢN CHẤT CỦA DÒNG ĐIỆN

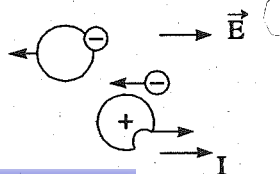
Trong môi trường dẫn điện, các hạt điện tự do luôn luôn chuyển động nhiệt hỗn loạn. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, chúng sẽ chuyển động có hướng : các hạt điện dương chuyển động theo chiều của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$, các hạt điện âm chuyển động theo chiều ngược lại. *Dòng các hạt điện chuyển động có hướng như vậy được gọi là dòng điện.* Trong chương này, chúng ta sẽ nghiên cứu những định luật cơ bản của dòng điện có cường độ không thay đổi theo thời gian gọi tắt là *dòng điện không đổi*.



a)



b)



c)

Hình B-1. Bản chất các dòng điện.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Bản chất của dòng điện trong các môi trường khác nhau cũng khác nhau (h.B-1).

Thực vậy, như ta đã biết, trong *kim loại*, các nguyên tử liên kết chặt chẽ với nhau và do đó, sắp xếp cạnh nhau theo một trật tự nhất định, tạo thành mạng tinh thể của kim loại. Các nguyên tử này không chuyển động có hướng dưới tác dụng của điện trường ngoài để tạo thành dòng điện. Tuy nhiên, có một số *electron* hoá trị, do liên kết yếu với các hạt nhân của chúng nên đã thoát khỏi sự ràng buộc của nguyên tử và trở thành *electron tự do*, chuyển động hỗn loạn trong khoảng không gian giữa các mạng tinh thể. Dưới tác dụng của điện trường ngoài, chính các *electron tự do* này đã chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện (h.B-1a).

Trái lại, trong *chất điện phân*, khi chưa có điện trường ngoài, các phân tử đã tương tác với nhau, và tự phân li thành các ion dương (do mất đi một hay nhiều *electron*) và ion âm (do nhận vào một hay nhiều *electron*). Dưới tác dụng của điện trường ngoài các ion dương và âm này chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện (h.B-1b).

Đối với *chất khí*, ở trạng thái bình thường, các phân tử hầu như không tương tác với nhau và do đó đều ở trạng thái trung hoà điện. Tuy nhiên, khi có kích thích của bên ngoài, các phân tử khí có thể giải phóng *electron*, và trở thành các ion dương, trong khi đó, các phân tử khí khác có thể lại kết hợp với *electron* để trở thành ion âm.

Vì vậy khi có điện trường ngoài tác dụng, cả ion dương và âm và *electron* đều chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện (h.B-1c).

Chiều dòng điện, theo quy ước, là chiều chuyển động của các hạt điện dương, hay ngược với chiều chuyển động của các hạt điện âm.

Quỹ đạo của hạt điện được gọi là *đường dòng*. Tập hợp các đường dòng tựa trên một đường cong kín tạo thành một *ống dòng* (h.B-2).

Tuy có bản chất khác nhau song dòng điện bao giờ cũng có những tác dụng đặc trưng giống nhau, như tác dụng nhiệt, tác dụng từ v.v...

Để đặc trưng cho độ mạnh và phương, chiều của dòng điện, người ta đưa ra hai đại lượng vật lý là *cường độ dòng điện* và *vector mật độ dòng điện*.

§2. NHỮNG ĐẠI LƯỢNG ĐẶC TRƯNG CỦA DÒNG ĐIỆN

1. Cường độ dòng điện

Xét một diện tích bất kì S nằm trong môi trường có dòng điện chạy qua (h.B-2). Theo định nghĩa :

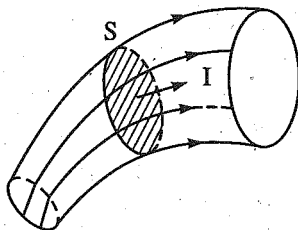
Cường độ dòng điện qua diện tích S là một đại lượng có trị số bằng điện lượng chuyển qua diện tích ấy trong một đơn vị thời gian.

Vậy nếu trong khoảng thời gian dt có điện lượng dq chuyển qua diện tích S thì cường độ dòng điện qua diện tích đó là :

$$i = dq/dt. \quad (B-1)$$

Từ đó, ta suy ra điện lượng q chuyển qua diện tích S trong khoảng thời gian t là :

$$q = \int_0^t dq = \int_0^t i dt \quad (B-2)$$



Hình B-2. Ống dòng.

Nếu phương chiều và cường độ của dòng điện không thay đổi theo thời gian thì dòng điện được gọi là *dòng điện không đổi*. Đối với dòng điện này, ta có $i = I = \text{không đổi}$

$$q = I \int_0^t dt = It. \quad (B-3)$$

Như ta đã biết trong hệ đơn vị SI, đơn vị cường độ dòng điện là *ampe*, kí hiệu bằng chữ A, đơn vị điện lượng là *culông*, kí hiệu bằng chữ C. Từ công thức (B-3), ta có định nghĩa của culông như sau :

$$1C = 1A \cdot 1s = 1As.$$

"Culông là điện lượng tải qua tiết diện một vật dẫn trong thời gian 1 giây bởi một dòng điện không đổi theo thời gian có cường độ 1 ampe".

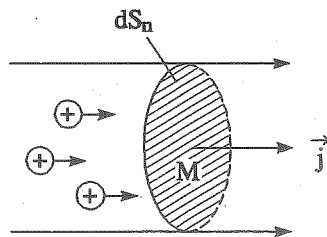
Chú ý : Nếu trong vật dẫn có cả hai loại hạt điện chuyển động và giả sử trong thời gian dt , qua diện tích S của vật dẫn, dòng hạt điện dương chuyển qua điện lượng dq_1 , dòng hạt điện âm chuyển qua điện lượng có độ lớn dq_2 theo chiều ngược lại, thì cường độ dòng điện qua S sẽ bằng :

$$i = dq_1 / dt + dq_2 / dt.$$

Nói một cách khác, dòng hạt điện âm chuyển động theo một chiều nào đó sẽ tương đương với một dòng hạt điện dương có cùng độ lớn điện tích nhưng theo chiều ngược lại.

2. Vector mật độ dòng điện

Cường độ dòng điện đặc trưng cho độ mạnh của dòng điện qua một diện tích cho trước, nhưng không đặc trưng được độ mạnh của dòng điện tại từng điểm của môi trường có dòng điện chạy qua. Ngoài ra, cường độ dòng điện còn chưa cho ta biết được phương chiều của dòng điện. Vì vậy, ngoài cường độ dòng điện, người ta còn đưa ra đại lượng vector mật độ dòng điện.



Hình B-3. Vector mật độ dòng điện.

Xét diện tích nhỏ dS_n đặt tại một điểm M và vuông góc với phương chuyển động của dòng hạt điện qua diện tích ấy. Theo định nghĩa :

Vector mật độ dòng điện $\vec{j}$ tại một điểm M là một vector có gốc tại M , có hướng là hướng chuyển động của hạt điện dương đi qua điểm đó, và có giá trị bằng cường độ dòng điện qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với hướng ấy :

$$j = dI / dS_n$$

(B-4)

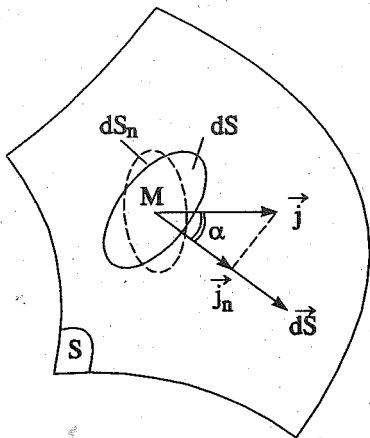
Từ (B-4) ta suy ra cường độ dòng điện qua diện tích S_n vuông góc với phương của dòng điện là :

$$I = \int_{S_n} dI = \int_{S_n} j dS_n. \quad (B-5)$$

Nếu trên cả diện tích S_n , mật độ dòng điện j đều như nhau thì ta có :

$$I = j \int_{S_n} dS_n = j.S_n.$$

Để tính cường độ dòng điện qua diện tích S bất kì ta phải chia diện tích đó thành những phần tử diện tích nhỏ dS (h.B-4). Nếu gọi dS_n là hình chiếu của diện tích dS trên mặt phẳng vuông góc với đường dòng, thì rõ ràng là cường độ dòng điện qua dS cũng bằng cường độ dòng điện qua dS_n



Hình B-4. Để tính cường độ dòng điện.

$$dI = j.dS_n.$$

Nhưng vì $dS_n = dS.\cos\alpha$, trong đó α là góc giữa vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích dS với vectơ mật độ dòng điện j nên ta có :

$$dI = j dS \cos \alpha = j_n dS,$$

với $j_n = j \cos \alpha$ là hình chiếu của vectơ j trên pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích dS . Nếu gọi $d\vec{S}$ là vectơ có cùng hướng với pháp tuyến $\vec{n}$ và có trị số bằng diện tích dS thì theo định nghĩa của tích vô hướng, ta có thể viết :

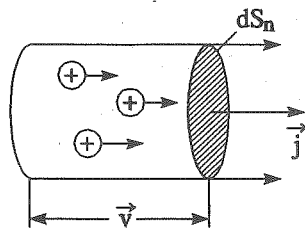
$$dI = \vec{j} d\vec{S}.$$

Như vậy cường độ dòng điện qua diện tích S bất kì được tính theo công thức :

$$I = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}. \quad (B-6)$$

Trong hệ SI, đơn vị của mật độ dòng điện là *ampe trên mét vuông*, kí hiệu là A/m^2 .

Nếu gọi n_0 là mật độ hạt điện, $|e|$ là độ lớn điện tích của mỗi hạt và $\vec{v}$ là vận tốc có hướng trung bình của chúng thì giữa $\vec{j}$ và n_0 , e , $\vec{v}$ có mối liên hệ với nhau. Thực vậy, trong một đơn vị thời gian, số hạt điện dn đi qua diện tích dS_n nói trên là số hạt nằm trong một đoạn ống dòng có đáy là dS_n và có chiều dài bằng $\vec{v}$ (h.B-5) :



Hình B-5. Để tính mật độ dòng điện

$$dn = n_0 (\vec{v} \cdot d\vec{S}_n).$$

Nếu gọi dI là cường độ dòng điện qua diện tích dS_n thì ta có :

$$dI = |e| \cdot dn = n_0 |e| \cdot \vec{v} \cdot d\vec{S}_n.$$

Từ đó, ta suy ra biểu thức của mật độ dòng điện :

$$\vec{j} = dI / dS_n = n_0 |e| \vec{v}. \quad (B-7)$$

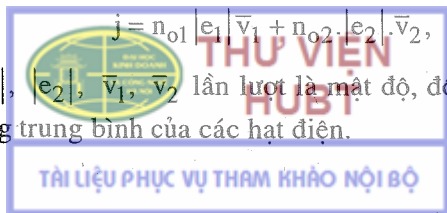
Đó là biểu thức mà ta phải tìm. Dưới dạng vector, ta có :

$$\vec{j} = n_0 e \vec{v}. \quad (B-7')$$

Để dàng thấy rằng, biểu thức vector này được nghiệm đúng đối với cả hai trường hợp : $e > 0$ và $e < 0$. Nếu trong vật dẫn có cả hai loại hạt điện $e_1 > 0$ và $e_2 < 0$ thì biểu thức của mật độ dòng điện sẽ là :

$$\vec{j} = n_{01} |e_1| \vec{v}_1 + n_{02} |e_2| \vec{v}_2, \quad (B-7'')$$

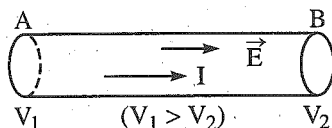
với n_{01} , n_{02} , $|e_1|$, $|e_2|$, $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ lần lượt là mật độ, độ lớn điện tích và vận tốc có hướng trung bình của các hạt điện.



§3. ĐỊNH LUẬT ÔM ĐỐI VỚI MỘT ĐOẠN MẠCH THUẦN ĐIỆN TRỞ

1. Phát biểu định luật

Xét một đoạn dây dẫn kim loại đồng chất AB, có dòng điện cường độ I chạy qua. Gọi V_1 và V_2 lần lượt là điện thế ở hai đầu A và B của đoạn dây đó (h.B-6). Theo §7. chương 1, nếu ta đi theo chiều dòng điện, tức theo chiều của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ ta sẽ thấy điện thế giảm.



Hình B-6. Định luật Ôm

Hiệu điện thế từ A sang B là $V_1 - V_2 > 0$. Thục nghiệm chứng tỏ giữa $V_1 - V_2$ và I có một quan hệ tỉ lệ :

$$V_1 - V_2 = RI.$$

hay
$$I = (V_1 - V_2) / R. \quad (B-8)$$

Đại lượng R được gọi là điện trở của đoạn dây. Đại lượng nghịch đảo của điện trở được gọi là *điện dẫn* của đoạn dây :

$$g = 1/R. \rightarrow I = g(V_1 - V_2) \quad (B-8')$$

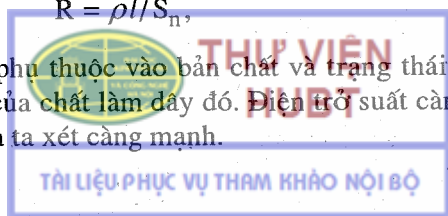
Các công thức (B-8) hay (B-8') gọi là định luật Ôm.

2. Điện trở và điện trở suất

Thí nghiệm chứng tỏ : điện trở R của một đoạn dây đồng tính tiết diện đều tỉ lệ thuận với chiều dài l và tỉ lệ nghịch với tiết diện vuông góc S_n của đoạn dây đó.

$$R = \rho l / S_n, \quad (B-9)$$

trong đó ρ là hệ số phụ thuộc vào bản chất và trạng thái của dây dẫn gọi là *điện trở suất* của chất làm dây đó. Điện trở suất càng bé thì tính dẫn điện của chất mà ta xét càng mạnh.



Trong hệ SI, đơn vị của điện trở là ôm, kí hiệu bằng chữ Ω (đọc là ômega). Trong (B-8) nếu $V_1 - V_2 = 1$ vôn, $I = 1$ ampe thì

$$R = (V_1 - V_2) / I = 1V / 1A = 1V / A = 1 \text{ ôm}.$$

Vậy : Ôm là điện trở giữa hai điểm của một dây dẫn đồng tính có nhiệt độ đều khi giữa hai điểm đó, một hiệu điện thế 1 vôn tạo nên một dòng điện không đổi theo thời gian có cường độ 1 ampe.

Trong kĩ thuật, người ta thường dùng đơn vị bội của ôm là kilôm (k Ω) và mêgaôm (M Ω) :

$$1k\Omega = 10^3 \Omega,$$

$$1 M\Omega = 10^6 \Omega.$$

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị chiều dài là mét, đơn vị diện tích là mét vuông, do đó, đơn vị điện trở suất là :

$$\Omega \cdot m^2 / m = \Omega \cdot m \text{ (ôm.mét). Th\acute{a} dụ :}$$

$$\rho_{Cu} = 1,7 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m,$$

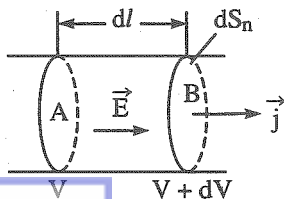
$$\rho_{Al} = 2,9 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m.$$

Trong các kim loại, bạc là chất dẫn điện tốt nhất, sau đó là đồng, vàng, nhôm v.v.... Trong thực tế, vì bạc, vàng rất hiếm, nên thường người ta làm dây dẫn điện bằng đồng và bằng nhôm.

3. Dạng vi phân của định luật Ôm

Định luật Ôm biểu diễn bằng công thức (B-8) chỉ áp dụng được đối với một đoạn dây dẫn có dòng điện chạy qua. Bây giờ, ta hãy tìm một công thức biểu diễn định luật đó, nhưng áp dụng được với mỗi điểm của dây dẫn gọi là dạng vi phân của định luật Ôm.

Muốn vậy, ta hãy xét hai diện tích nhỏ dS_n nằm vuông góc với các đường đồng, và cách nhau một khoảng nhỏ dl



Hình B-7. Để thiết lập dạng vi phân của định luật Ôm

(h. B-7). Gọi V và $V + dV$ là điện thế tại hai diện tích ấy, dI là cường độ dòng điện chạy qua chúng. Theo định luật Ôm, ta có :

$dI = [V - (V + dV)]/R = -dV/R$, trong đó $-dV$ là độ giảm điện thế khi ta đi từ diện tích A sang diện tích B theo chiều dòng điện, R là điện trở của đoạn mạch AB. Vì :

$$R = \rho \cdot dl / dS_n,$$

nên ta có :

$$dI = -dV / [\rho dl / dS_n] = [1/\rho] [-dV / dl] \cdot dS_n.$$

Từ đó, suy ra biểu thức của mật độ dòng điện :

$$j = dI / dS_n = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{dV}{dl} \right).$$

Theo công thức (1-76) ở tiết 7, chương 1, ta có :

$$-dV / dl = E,$$

với E là cường độ điện trường giữa hai diện tích A và B. Do đó :

$$j = (1/\rho) E. \quad (B-10)$$

Đại lượng nghịch đảo của điện trở suất

$$1/\rho = \sigma \quad (B-11)$$

được gọi là *điện dẫn suất* của môi trường. Vì vậy, ta có :

$$j = \sigma E.$$

Vì hai vector $\vec{j}$ và $\vec{E}$ luôn luôn cùng phương chiều với nhau, nên ta có thể viết :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (B-12)$$

Đó chính là dạng vi phân của định luật Ôm, dạng vi phân này chúng tỏ :

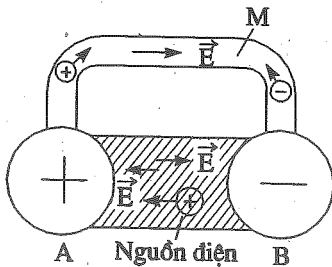
Tại một điểm bất kì trong môi trường có dòng điện chạy qua, vector mật độ dòng điện tỉ lệ thuận với vector cường độ điện trường tại điểm đó.

§4. SUẤT ĐIỆN ĐỘNG

1. Nguồn điện

Để đi tới một định nghĩa tổng quát về nguồn điện, ta hãy xét hai vật dẫn A và B mang điện trái dấu : A mang điện dương, B mang điện âm (h. B-8). Như vậy, A ở điện thế cao hơn B ; giữa A và B có điện trường tĩnh $\vec{E}$, hướng theo chiều giảm điện thế.

Nếu nối A với B bằng một vật dẫn M thì các hạt điện dương sẽ chuyển động theo chiều điện trường từ A về B, còn các hạt điện âm thì chuyển động theo chiều ngược lại. Kết quả là trong vật dẫn M xuất hiện dòng điện, điện thế của A giảm xuống, điện thế của B tăng lên. Cuối cùng, khi A và B có cùng điện thế, dòng điện sẽ ngừng lại.



Hình B-8. Để đi tới định nghĩa tổng quát về nguồn điện.

Muốn duy trì dòng điện, ta phải đưa các hạt điện dương từ B trở về A (và các hạt điện âm từ A trở về B). Nhưng vì bị điện trường tĩnh ngăn cản, các hạt điện dương không thể tự chúng chuyển động ngược chiều điện trường tĩnh để về A được. Vì vậy ta phải tác dụng lên hạt điện dương một lực có khả năng đưa hạt điện dương chạy ngược chiều điện trường tĩnh (lập luận tương tự đối với các hạt điện âm).

Lực này về bản chất không phải là lực tĩnh điện nên được gọi là *lực phi tĩnh điện, hay lực lạ*. Trường lực gây ra lực lạ ấy được gọi là trường lạ. Nguồn tạo ra trường lạ ấy được gọi là *nguồn điện*.

Trong thực tế, nguồn điện có thể là pin, ắcquy, máy phát điện một chiều hoặc máy phát điện xoay chiều v.v... Bản chất của lực lạ trong các nguồn điện khác nhau thì khác nhau. Thí dụ : trong pin và ắcquy, lực lạ là lực tương tác phân tử ; trong các máy phát điện dùng hiện tượng cảm ứng điện từ, lực lạ là lực điện từ v.v...

Muốn có dòng điện, nguồn điện và dây dẫn M phải tạo thành một mạch kín.

2. Suất điện động của nguồn điện

Để đặc trưng cho độ mạnh của nguồn điện, người ta đưa ra khái niệm suất điện động. Theo định nghĩa :

Suất điện động của nguồn điện là một đại lượng có giá trị bằng công của lực điện trường do nguồn tạo ra làm dịch chuyển điện tích +1 một vòng quanh mạch kín của nguồn đó.

Như vậy, nếu A là công làm dịch chuyển điện tích q một vòng quanh mạch kín thì suất điện động của nguồn là :

$$\mathcal{E} = A/q. \quad (B-13)$$

Ta hãy tìm biểu thức của suất điện động trong trường hợp tổng quát.

Gọi $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường tĩnh, và $\vec{E}^*$ là vector cường độ trường lạ tại cùng một điểm bất kì trong mạch, khi đó, công của lực điện trường tổng hợp trong sự dịch chuyển điện tích q một vòng quanh mạch kín bằng :

$$A = \oint_{(C)} q (\vec{E} + \vec{E}^*) d\vec{s}.$$

Suy ra suất điện động của nguồn là :

$$\mathcal{E} = A/q = \oint_{(C)} (\vec{E} + \vec{E}^*) d\vec{s} = \oint_{(C)} \vec{E} d\vec{s} + \oint_{(C)} \vec{E}^* d\vec{s}.$$

Nhưng theo (1.63), đối với điện trường tĩnh, ta có :

$$\oint_{(C)} \vec{E} d\vec{s} = 0.$$

Vì vậy :

$$\mathcal{E} = \oint_{(C)} \vec{E}^* d\vec{s} \quad (B-14)$$

nghĩa là : Suất điện động của nguồn điện có giá trị bằng công của lực lạ trong sự dịch chuyển điện tích +1 một vòng quanh mạch kín của nguồn đó. (còn gọi là lưu số của trường lạ).

Nếu trường $\vec{E}$ chỉ tồn tại trên một đoạn s của mạch điện thì rõ ràng là suất điện động bằng công của lực $\vec{E}$ trong sự dịch chuyển điện tích $+1$ qua đoạn ấy :

$$\mathcal{E} = \oint_C \vec{E}^* \cdot d\vec{s} = \int_s \vec{E}^* \cdot d\vec{s}. \quad (\text{B-14'})$$

Cần chú ý rằng trên đoạn s , lực $\vec{E}$ luôn luôn ngược chiều với lực tĩnh điện và có tác dụng kéo điện tích dương từ nơi có điện thế thấp sang nơi có điện thế cao hơn (h. B-8).

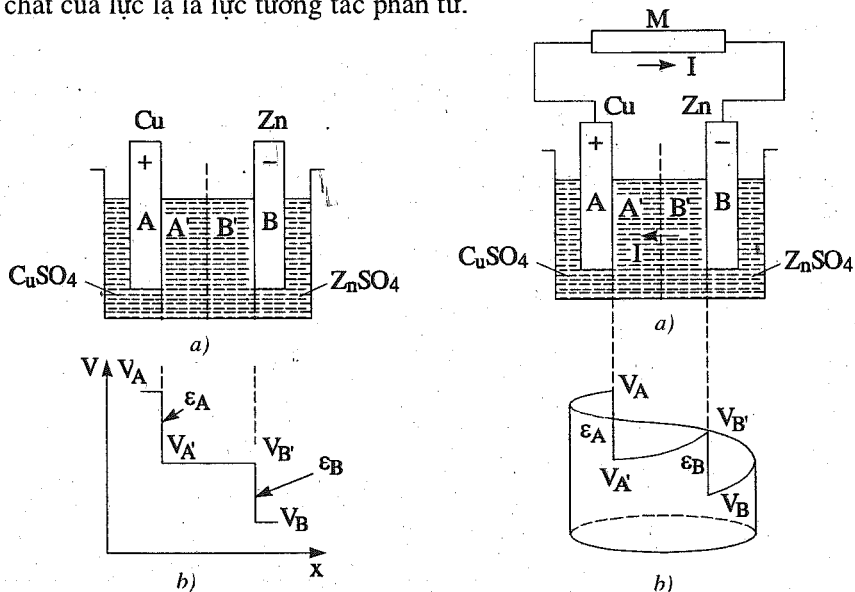
Bây giờ, ta xét trường hợp một pin điện hoá, như pin Daniell chẳng hạn. Pin Daniell gồm một điện cực bằng kẽm nhúng trong dung dịch kẽm sunfat và một điện cực bằng đồng nhúng trong dung dịch đồng sunfat (h.B-9a). Giữa hai điện cực có vách xốp để ngăn hai dung dịch khỏi trộn lẫn vào nhau, nhưng không ngăn cản chuyển động của các hạt điện.

Do tác dụng của dung dịch, cực kẽm mang điện âm $(-)^{(*)}$ cực đồng mang điện dương $(+)$. Sơ đồ điện thế tại các điểm khác nhau trong pin được biểu diễn trên hình B-9b : nếu đi từ dung dịch vào điện cực đồng, điện thế tăng đột ngột một lượng $\mathcal{E}_A$; nếu đi từ điện cực kẽm vào dung dịch, điện thế tăng đột ngột một lượng $\mathcal{E}_B$; còn trong dung dịch điện phân, điện thế không đổi. $\mathcal{E}_A$ và $\mathcal{E}_B$ được gọi là những *hiệu điện thế nhảy vọt*.

Thực nghiệm chứng tỏ, điện cực đồng có điện thế cao hơn điện cực kẽm. Vì vậy, nếu ta nối hai điện cực ấy với nhau bằng một dây dẫn M

(*) Bản chất của hiện tượng như sau : khi nhúng thanh kẽm vào dung dịch kẽm sunfat, các phân tử nước có mômen lưỡng cực lớn đến bao quanh các ion dương Zn^{++} ở mặt của thanh kẽm và kéo chúng vào dung dịch. Trong khi đó, các ion kẽm trong dung dịch, do chuyển động nhiệt, lại đến bám vào thanh kẽm. Lúc đầu, số ion kẽm tan vào dung dịch nhiều hơn, do đó dung dịch tích điện dương, thanh kẽm tích điện âm. Khi có cân bằng động giữa hai quá trình trên, thì giữa thanh kẽm và dung dịch xuất hiện một hiệu điện thế xác định. Hiệu điện thế này phụ thuộc vào nồng độ ion kẽm trong dung dịch kẽm sunfat. Ở điều kiện chuẩn, hiệu điện thế này bằng $-0,50$ vôn (nghĩa là thanh kẽm có điện thế âm so với dung dịch).

thì trong dây dẫn sẽ có dòng điện chạy từ cực đồng sang cực kẽm, còn trong pin, dòng điện phải chạy từ cực kẽm sang cực đồng (h.B-10a). Sơ đồ điện thế tại các điểm khác nhau trong mạch bây giờ được biểu diễn trên hình B-10b ; nếu đi từ cực đồng (+) sang cực kẽm (-) qua dây dẫn M, điện thế giảm dần từ V_A xuống V_B ; nếu đi trong dung dịch điện phân từ cực kẽm sang cực đồng, điện thế giảm từ V_B xuống V_A , còn ở những lớp tiếp xúc rất mỏng giữa các điện cực và dung dịch theo chiều dòng điện, điện thế tăng đột ngột những lượng bằng $\mathcal{E}_A$ và $\mathcal{E}_B$. Vì vậy, nếu ta hình dung có một hạt điện dương quay vòng quanh mạch kín thì ở những lớp tiếp xúc đó nó bị điện trường tĩnh ngăn cản nên không thể tự mình chạy qua những hiệu điện thế nhảy vọt ở đó được. Chính vì vậy, tại các lớp đó phải có lực lạ tác dụng. Ở đây, bản chất của lực lạ là lực tương tác phân tử.



Hình B-9. Để tiến tới biểu thức của suất điện động của pin hoá điện :

a) Pin Daniell (mạch hở)

b) Sơ đồ phân bố điện thế trong pin.

Hình B-10. Để tiến tới biểu thức của thế điện động của pin hoá điện :

a) Pin Daniell (đóng mạch với điện trở ngoài)

b) Sơ đồ phân bố điện thế trong mạch điện.

Công của lực lạ trong sự dịch chuyển điện tích $+1$ qua các hiệu điện thế nhảy vọt đó về trị số bằng, nhưng ngược dấu với công cản của điện trường tĩnh :

$$\begin{aligned} A_{lạ} &= -A_{tĩnh} = - \left[(+1)(V_B - V_{B'}) + (+1)(V_{A'} - V_A) \right] \\ &= (V_{B'} - V_B) + (V_A - V_{A'}) = \mathcal{E}_B + \mathcal{E}_{A'}. \end{aligned}$$

Theo định nghĩa, đó chính là giá trị của suất điện động của pin hoá điện.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_A + \mathcal{E}_B. \quad (\text{B-15})$$

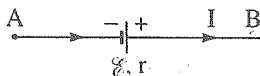
Vậy : Suất điện động của pin hoá điện bằng tổng các hiệu điện thế nhảy vọt trong pin đó (cũng chính bằng công của lực lạ khi dịch chuyển điện tích $+1$ từ cực âm vào dung dịch và sau đó từ dung dịch vào cực dương của pin hoá điện).

3. Định luật Ôm đối với 1 đoạn mạch có nguồn

Xét 1 đoạn mạch AB trong đó có 1 nguồn điện với suất điện động $\mathcal{E}$ và điện trở trong r .

Giả sử dòng điện chạy theo chiều từ A đến B, cường độ I . Công suất điện tiêu thụ trong mạch AB được đo bằng :

$$\mathcal{P} = U_{AB}I.$$



Hình B-10a

Trong mạch AB ta thấy công suất điện tiêu thụ trong r dưới dạng toả nhiệt, nhưng đồng thời nguồn điện lại sản ra công suất $\mathcal{P}_{\text{nguồn}} = \mathcal{E}I$.

Vậy theo định luật bảo toàn năng lượng ta có

$$\mathcal{P} = rI^2 - \mathcal{P}_{\text{nguồn}} = rI^2 - \mathcal{E}I$$

hay :

$$U_{AB}I = rI^2 - \mathcal{E}I,$$

$$U_{AB} = rI - \mathcal{E}. \quad (\text{B-16})$$

Công thức (B-16) biểu thị định luật Ôm đối với đoạn mạch có nguồn.

Trong trường hợp tổng quát, tùy theo chiều dòng điện và tùy theo vị trí hai cực của nguồn, công thức trên đây có dạng tổng quát như sau :

$$U_{AB} = \pm rI \pm \mathcal{E}, \quad (\text{B-17})$$

trong đó ta viết :

a) $+rI$ khi chiều dòng điện đi từ A đến B và $-rI$ trong trường hợp ngược lại ;

b) $+\mathcal{E}$ khi đầu A nối với cực dương và $-\mathcal{E}$ khi đầu A nối với cực âm của nguồn điện.

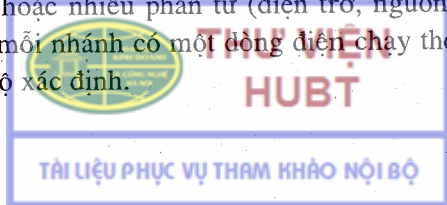
§5. CÁC ĐỊNH LUẬT KIARÖKHÖP

Để hiểu sâu sắc các khái niệm, các định luật tổng quát về mạch điện trước hết ta cần phân tích cấu tạo của một mạch điện.

1. Cấu tạo của một mạch điện tổng quát

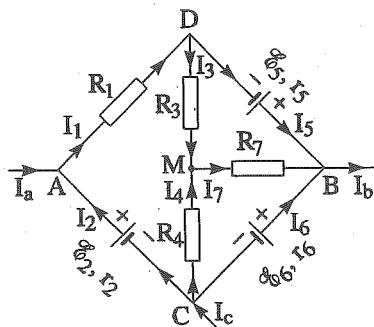
Một mạch điện tổng quát được cấu tạo bởi những phần tử sau :

a) *Nhánh* là một hoặc nhiều phần tử (điện trở, nguồn, máy thu...) mắc nối tiếp ; trong mỗi nhánh có một dòng điện chạy theo một chiều xác định với cường độ xác định.



b) *Nút* là chỗ nối của các đầu nhánh ; ở mỗi nút có những dòng điện đi vào nút và những dòng điện từ nút đi ra ; cũng có những nút đặc biệt được nối với bên ngoài gọi là đầu vào và đầu ra của mạch. Thí dụ trên mạch của hình B-10b có 5 nút A, B, C, D và M trong đó A, B, C là các đầu vào – ra của mạch. Một mạch điện không có đầu vào và đầu ra gọi là một mạch kín.

c) *Đường đi*. Đường đi của một mạch nối hai điểm cho trước là một dãy các nhánh kế tiếp nhau của mạch nối liền hai điểm ấy ; giữa 2 điểm cho trước của một mạch có thể có nhiều đường đi khác nhau. Thí dụ trên mạch của hình B-10b giữa 2 điểm AB có những đường đi ACB, ACMB, ADB, ADMB....



Hình B-10b

d) *Vòng kín* là 1 đường đi đặc biệt có điểm cuối trùng với điểm đầu. Thí dụ trên mạch của hình B-10b thì DMBD, ACMDA... là những vòng kín.

2. Các định luật cơ bản về mạch điện tổng quát (các định luật Kiarokhốp). Trong đoạn này chúng ta xét các định luật cơ bản của một mạch điện tổng quát ; các định luật ấy là sự tổng quát hoá các định luật về mạch mắc nối tiếp và song song.

Định luật I (định luật về nút)

Tại mỗi nút của mạch điện, tổng cường độ những dòng điện đi vào nút bằng tổng cường độ những dòng điện từ nút đi ra :

Thí dụ, trên mạch của hình B-10b, tại

nút C :
$$I_C = I_2 + I_4 + I_6 ;$$

nút M :
$$I_3 + I_4 = I_7 ;$$

Định luật về nút thực chất là định luật bảo toàn dòng điện, tương tự như định luật bảo toàn dòng trong cơ học chất lỏng.

Định luật IIA (định luật về đường đi)

Hiệu điện thế giữa 2 điểm cho trước của 1 mạch điện bằng tổng đại số các hiệu điện thế giữa 2 đầu của những nhánh liên tiếp trên một đường đi của mạch nối liền hai điểm ấy.

Thí dụ, trên mạch của hình B-10b, với đường đi ACMB ta có :

$$U_{AB} = U_{AC} + U_{CM} + U_{MB} = \mathcal{E}_2 - r_2 I_2 + R_4 I_4 + R_7 I_7$$

Định luật về đường đi tương đương với định luật sau :

Định luật IIB (định luật về vòng kín)

Tổng đại số các hiệu điện thế giữa hai đầu của những nhánh liên tiếp trên 1 vòng kín của mạch điện bằng 0.

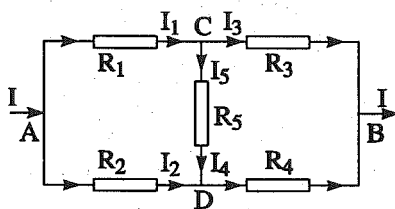
Thí dụ trên mạch B-10b, với vòng kín ACBMDA ta có

$$U_{AC} + U_{CB} + U_{BM} + U_{MD} + U_{DA} = 0$$

$$\mathcal{E}_2 - r_2 I_2 - \mathcal{E}_6 + r_6 I_6 - R_7 I_7 - R_3 I_3 - R_1 I_1 = 0$$

Ứng dụng : Các định luật Kiarơkhốp trên đây cho ta phương pháp tính toán các cường độ dòng điện trong 1 mạch điện bất kì.

Thí dụ : Cho mạch cầu điện trở trên hình B-11 :



Hình B-11

Biết cường độ dòng điện mạch chính I tính cường độ dòng chạy "qua cầu" I_5 . Ta áp dụng các định luật Kiarơkhốp :

tại nút

$$A : I_1 + I_2 = I ;$$

(1)

với vòng kín ACDA : $U_{AC} + U_{CD} + U_{DA} = 0$,

$$R_1 I_1 + R_5 I_5 - R_2 I_2 = 0. \quad (2)$$

Từ (1) suy ra $I_2 = I - I_1$ và thay vào (2) ta được

$$R_1 I_1 + R_5 I_5 - R_2 (I - I_1) = 0,$$

$$I_1 = \frac{R_2 I - R_5 I_5}{R_1 + R_2}. \quad (3)$$

Tương tự, tại nút B : $I_3 + I_4 = I$; (4)

với vòng kín BCDB : $U_{BC} + U_{CD} + U_{DB} = 0$,

$$-R_3 I_3 + R_5 I_5 + R_4 I_4 = 0. \quad (5)$$

Từ (4) và (5) suy ra :

$$I_3 = \frac{R_4 I + R_5 I_5}{R_3 + R_4}. \quad (6)$$

Tại nút C ta có :

$$I_1 - I_3 = I_5. \quad (7)$$

Thay I_1 và I_3 bằng các biểu thức (3) và (6) vào (7) ta được :

$$\frac{R_2 I - R_5 I_5}{R_1 + R_2} - \frac{R_4 I + R_5 I_5}{R_3 + R_4} = I_5$$

hay :

$$\left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} - \frac{R_4}{R_3 + R_4} \right) I = \left(1 + \frac{R_5}{R_1 + R_2} + \frac{R_5}{R_3 + R_4} \right) I_5.$$

Ta tìm được :

$$I_5 = \frac{(R_2 R_3 - R_1 R_4) I}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4) + R_5 (R_1 + R_2 + R_3 + R_4)}.$$

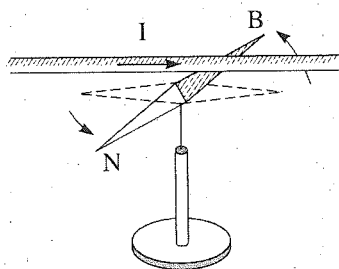
Chương 4

TỪ TRƯỜNG KHÔNG ĐỔI

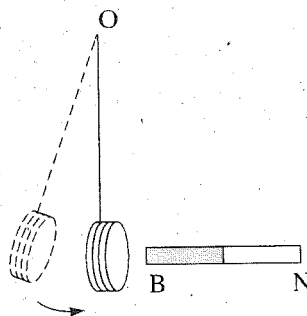
§1. TƯƠNG TÁC TỪ CỦA DÒNG ĐIỆN ĐỊNH LUẬT AMPE

1. Thí nghiệm về tương tác từ

Thí nghiệm chứng tỏ hai thanh nam châm có thể hút nhau hoặc đẩy nhau, tùy theo các cực đặt gần nhau của chúng có cùng tên hay khác tên. Các thanh nam châm lại có thể hút được các vụn sắt. Vì lí do đó, người ta nói rằng nam châm có từ tính, và gọi tương tác giữa các nam châm là *tương tác từ*.



Hình 4-1. Tác dụng của dòng điện lên kim nam châm.



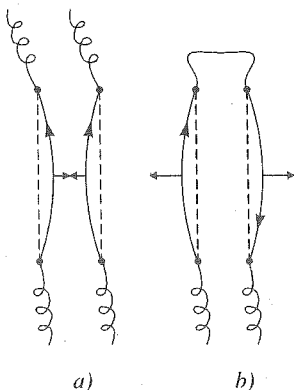
Hình 4-2. Tác dụng của thanh nam châm lên cuộn dây có dòng điện.

Thí nghiệm chứng tỏ dòng điện cũng có từ tính như nam châm. Thực vậy, dòng điện có thể hút hoặc đẩy nam châm : nếu ta cho dòng điện đi qua một dây dẫn nằm gần một kim nam châm, nó sẽ làm kim

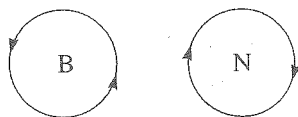
nam châm quay đi (h.4-1). Ngược lại, nam châm có thể hút hoặc đẩy dòng điện : nếu ta đưa một thanh nam châm lại gần một cuộn dây có dòng điện chạy qua, nó có thể hút hoặc đẩy cuộn dây điện đó (h.4-2).

Mặt khác, tương tự như hai thanh nam châm, hai dòng điện cũng có thể hút hoặc đẩy nhau (h.4-3) : hai dòng điện song song và cùng chiều thì hút nhau (h.4-3a), hai ống dây điện cũng có thể hút nhau hoặc đẩy nhau tùy theo hai đầu ở gần nhau của chúng có cùng tên hay khác tên (đầu bắc của ống dây điện là đầu mà khi nhìn vào, ta thấy dòng điện chạy ngược chiều kim đồng hồ, còn đầu nam là đầu mà khi nhìn vào, ta thấy dòng điện chạy thuận chiều kim đồng hồ) (h.4-4).

Vì những lí do trên, tương tác giữa các dòng điện cũng được gọi là tương tác từ.



Hình 4-3. Tác dụng từ giữa hai dòng điện thẳng song song



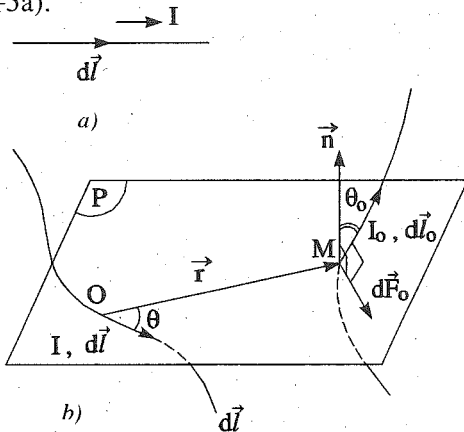
Hình 4-4. Đầu bắc và đầu nam của một ống dây điện.

2. Định luật Ampe

Định luật Ampe^(*) là định luật tương tác giữa hai phần tử dòng điện.

(*) Tương tự như định luật tương tác Coulomb giữa hai điện tích điểm trong tĩnh điện học.

Phần tử dòng điện là một đoạn rất ngắn của dây dẫn có dòng điện. Để biểu diễn nó, người ta đưa ra một vectơ $I d\vec{l}$ nằm ngay trên phần tử dây dẫn có phương chiều là phương chiều của dòng điện, và có độ lớn bằng $I \cdot dl$ (h. 4-5a).



Hình 4-5. Tương tác từ giữa hai phần tử dòng điện.

Bây giờ, ta xét hai dòng điện^(*) hình dạng bất kì, nằm trong chân không, và có cường độ lần lượt là I và I_0 . Trên hai dòng điện đó, ta lấy hai phần tử dòng điện bất kì, gọi tắt là hai phần tử $I d\vec{l}$ và $I_0 d\vec{l}_0$ (h.4-5b). Đặt $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$ và gọi θ là góc giữa phần tử $I d\vec{l}$ và vectơ $\vec{r}$. Vẽ mặt phẳng P chứa phần tử $I d\vec{l}$ và điểm M , vẽ pháp tuyến $\vec{n}$ đối với mặt phẳng P tại điểm M (vectơ $\vec{n}$ phải có chiều sao cho ba vectơ $d\vec{l}$, $\vec{r}$ và $\vec{n}$ theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận). Gọi θ_0 là góc giữa phần tử dòng điện $I_0 d\vec{l}_0$ và vectơ $\vec{n}$. Định luật Ampe được phát biểu như sau :

Từ lực do phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ tác dụng lên phần tử dòng điện $I_0 d\vec{l}_0$ cùng đặt trong chân không là một vectơ $d\vec{F}_0$.

(*) Ở đây ta dùng từ dòng điện để chỉ dây dẫn có dòng điện.

– Có phương vuông góc với mặt phẳng chứa phần tử $I_0.d\vec{l}_0$ và pháp tuyến $\vec{n}$.

– Có chiều sao cho ba vectơ $d\vec{l}_0$, $\vec{n}$ và $d\vec{F}_0$ theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận.

– Và có độ lớn bằng :

$$dF_0 = k \cdot \frac{Idl \sin \theta I_0 dl_0 \sin \theta}{r^2}, \quad (4-1)$$

trong đó k là một hệ số tỉ lệ, phụ thuộc hệ đơn vị mà ta dùng. Trong hệ đơn vị SI, để các công thức của điện từ học được hợp lí hoá, người ta đặt :

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi}, \quad (4-2)$$

trong đó μ_0 được gọi là hằng số từ, và có giá trị bằng $4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{henry}}{\text{mét}}$:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{H}}{\text{m}}, \quad (4-3)$$

(đơn vị henry/mét sẽ được giới thiệu ở chương 5). Như vậy, công thức của từ lực trong chân không là :

$$dF_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \theta I_0 dl_0 \sin \theta}{r^2}, \quad (4-4)$$

Để dàng hiểu rằng, ta có thể biểu diễn định luật Ampe bằng biểu thức vectơ sau đây :

$$d\vec{F}_0 = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_0 d\vec{l}_0 \wedge (Id\vec{l} \wedge \vec{r})}{r^3}. \quad (4-4')$$

Thí nghiệm chứng tỏ rằng : nếu hai dòng điện I và I_0 cùng đặt trong một môi trường đồng chất nào đó, thì từ lực tăng lên μ lần so với từ lực $d\vec{F}_0$ khi hai dòng điện ấy được đặt trong chân không :

$$d\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I_0 d\vec{l}_0 \wedge (I d\vec{l} \wedge \vec{r})}{r^3}, \quad (4-5)$$

trong đó μ được gọi là độ từ thẩm của môi trường.

Thí dụ :

– Đối với không khí, $\mu = (1 + 0,030 \cdot 10^{-6}) \text{ H/m}$;

– Đối với nước, $\mu = (1 - 0,72 \cdot 10^{-6}) \text{ H/m}$.

Vì μ của không khí xấp xỉ bằng một, nên một cách gần đúng, các thí nghiệm về tương tác được thực hiện trong không khí có thể coi như được thực hiện trong chân không.

Cuối cùng chúng ta cần chú ý là : định luật Ampe tuy được phát biểu đối với các phần tử dòng điện, nhưng thực chất nó là định luật về tương tác từ giữa các dòng điện hữu hạn, vì ta chỉ có thể đo được các lực tương tác từ giữa các dòng điện hữu hạn (muốn xác định các lực này, ta phải tổng hợp các lực do tất cả các phần tử của dòng điện này tác dụng lên tất cả các phần tử của dòng điện kia). Nếu trước đây ta đã thấy định luật Culông là định luật cơ bản của tương tác tĩnh điện, thì bây giờ chúng ta sẽ thấy định luật Ampe là định luật cơ bản của tương tác từ.

§2. VECTƠ CẢM ỨNG TỪ VÀ VECTƠ CƯỜNG ĐỘ TỪ TRƯỜNG

1. Khái niệm từ trường

Đến đây ta có thể tự hỏi :

– Lực tương tác giữa hai dòng điện được truyền từ dòng điện này đến dòng điện kia như thế nào ?



– Khi chỉ có một dòng điện, tính chất của không gian xung quanh dòng điện ấy có bị biến đổi không ?

Về vấn đề này, thuyết tác dụng xa cho rằng từ lực được truyền đi một cách tức thời từ dòng điện này tới dòng điện kia (nghĩa là truyền đi với vận tốc lớn vô cùng), và không cần thông qua một môi trường vật chất nào cả. Còn dòng điện thì không gây một biến đổi gì cho môi trường xung quanh.

Trái với thuyết này, thuyết tác dụng gần cho rằng :

Dòng điện làm cho tính chất của không gian xung quanh nó bị biến đổi. Cụ thể là bất kì dòng điện nào cũng đều gây ra xung quanh nó một từ trường. Từ trường thể hiện ở chỗ là, nếu đặt một dòng điện khác trong không gian của nó, thì dòng điện này sẽ bị một từ lực tác dụng. Tuy nhiên, từ trường của một dòng điện luôn luôn tồn tại, dù ta không đặt một dòng điện khác trong không gian của từ trường đó để quan sát tương tác từ.

Chính thông qua từ trường mà từ lực được truyền đi từ dòng điện này tới dòng điện khác. Vận tốc truyền tương tác là hữu hạn và bằng vận tốc ánh sáng trong chân không.

Từ trường là một dạng vật chất. Sau này ta sẽ thấy từ trường chỉ là một trường hợp riêng của trường điện từ.

Ngày nay, những thành tựu của vật lí học hiện đại đều xác nhận rằng thuyết tác dụng xa là hoàn toàn sai lầm và thuyết tác dụng gần là hoàn toàn đúng đắn.

Dưới đây chúng ta sẽ định nghĩa những đại lượng đặc trưng cho từ trường.

2. Vectơ cảm ứng từ

Để đặc trưng cho từ trường về mặt định lượng (mặt tác dụng lực), người ta đưa ra một đại lượng vật lí : *vectơ cảm ứng từ*. Vectơ cảm ứng từ được định nghĩa tương tự như vectơ cường độ điện trường.

Như ta đã biết, từ định luật tương tác giữa hai điện tích điểm :

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q_0q}{r^3} \vec{r} ;$$

vector cường độ điện trường do điện tích điểm q gây ra tại điểm đặt điện tích q_0 , cách điện tích q một khoảng r được xác định bằng tỉ số :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q}{r^3} \vec{r}.$$

Tỉ số này không phụ thuộc vào độ lớn của điện tích q_0 , mà chỉ phụ thuộc vào điện tích q gây ra điện trường và vào vị trí của điểm đặt điện tích q_0 .

Một cách hoàn toàn tương tự, từ định luật tương tác giữa hai phần tử dòng điện (4-5).

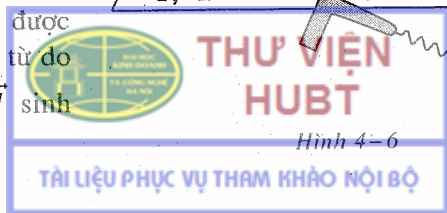
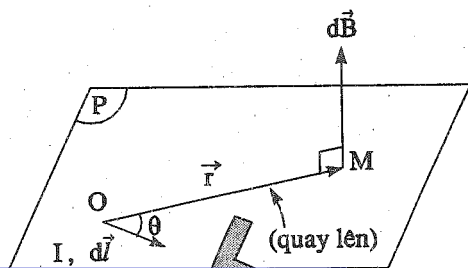
$$d\vec{F} = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{I_0 d\vec{l}_0 \wedge (Id\vec{l} \wedge \vec{r})}{r^3},$$

ta cũng nhận thấy vector :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0\mu}{4\pi} \cdot \frac{Id\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad (4-6)$$

chỉ phụ thuộc vào phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ sinh ra từ trường và vào vị trí của điểm M tại đó đặt phần tử dòng điện $I_0 d\vec{l}_0$ (qua khoảng cách r) mà không phụ thuộc vào phần tử dòng điện $I_0 d\vec{l}_0$ chịu tác dụng của từ trường đang xét.

Vì vậy vector $d\vec{B}$ được gọi là vector cảm ứng từ do phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ sinh ra tại điểm M .



Biểu thức (4-6) đã được Biô-Xava-Laplatx đưa ra từ thực nghiệm, do đó còn được gọi là *định luật Biô-Xava-Laplatx*. Định luật này được phát biểu cụ thể như sau :

"Vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ do một phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ gây ra tại điểm M, cách phần tử một khoảng r là một vectơ có :

- Gốc tại điểm M.

- Phương vuông góc với mặt phẳng chứa phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ và điểm M (tức mặt phẳng P trên hình 4-6).

- Chiều sao cho ba vectơ $d\vec{l}$, $\vec{r}$ và $d\vec{B}$ theo thứ tự này hợp thành một tam diện thuận.

Chiều của vectơ $d\vec{B}$ cũng có thể được xác định bằng quy tắc vặn nút chai : *đặt cái vặn nút chai theo phương của dòng điện ; nếu quay cho vặn nút chai tiến theo chiều dòng điện thì chiều quay của cái vặn nút chai tại điểm M sẽ là chiều của vectơ cảm ứng từ tại điểm đó.*

- Độ lớn (còn gọi là cảm ứng từ) dB được xác định bởi công thức :

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \theta}{r^2} \quad (4-6')$$

Định luật Biô-Xava-Laplatx cho ta xác định vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$, từ đó xác định được lực tác dụng $d\vec{F}$ của phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ lên phần tử dòng điện $I_0 d\vec{l}_0$ bằng một công thức khác công thức (4-5).

Thực vậy, thay $d\vec{B}$ từ (4-6) vào (4-5), ta có :

$$d\vec{F} = I_0 d\vec{l}_0 \wedge d\vec{B} \quad (4-5')$$

Dễ dàng thấy rằng vectơ cảm ứng từ đưa ra trên đây đặc trưng cho từ trường về mặt tác dụng lực.

Trong hệ đơn vị SI, cảm ứng từ được tính bằng đơn vị tesla (kí hiệu là T). Đơn vị này sẽ được định nghĩa ở mục 2, tiết §3 của chương này.

3. Nguyên lí chồng chất từ trường

Giống như điện trường, từ trường cũng tuân theo nguyên lí chồng chất. Theo nguyên lí này :

Vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ do một dòng điện bất kì gây ra tại một điểm M bằng tổng các vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ do tất cả các phần tử nhỏ của dòng điện gây ra tại điểm ấy.

$$\vec{B} = \int_{\text{cả dòng điện}} d\vec{B}. \quad (4-7)$$

Nếu từ trường do nhiều dòng điện sinh ra thì theo nguyên lí chồng chất từ trường :

Vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ của nhiều dòng điện bằng tổng các vectơ cảm ứng từ do từng dòng điện sinh ra.

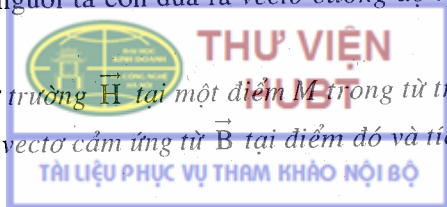
$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i. \quad (4-8)$$

Như vậy, với định luật Biô-Xava-Laplatx và nguyên lí chồng chất từ trường, ta có thể xác định được vectơ cảm ứng từ do bất kì dòng điện nào sinh ra tại một điểm trong từ trường.

4. Vectơ cường độ từ trường

Theo công thức định nghĩa (4-6), vectơ cảm ứng từ do dòng điện gây ra phụ thuộc độ từ thẩm μ của môi trường. Vì vậy, nếu ta đi từ môi trường này sang môi trường khác thì, cùng với độ từ thẩm tỉ đối μ , vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ sẽ biến đổi một cách đột ngột. Vì lẽ đó ngoài vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ người ta còn đưa ra vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$. Theo định nghĩa :

Vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ tại một điểm M trong từ trường là một vectơ bằng tỉ số giữa vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ tại điểm đó và tích $\mu\mu_0$:



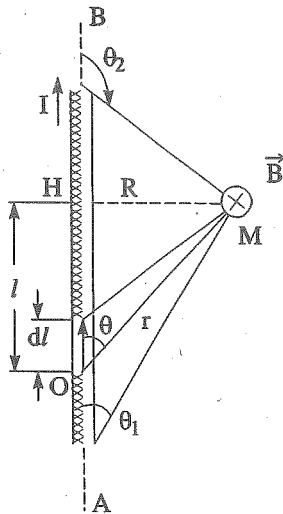
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}. \quad (4-9)$$

(Định nghĩa này chỉ áp dụng với môi trường đồng chất và đẳng hướng). Theo (4-6), $\vec{B}$ bao giờ cũng tỉ lệ thuận với μ . Do đó, $\vec{H}$ không phụ thuộc vào μ . Điều đó có nghĩa là, vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ đặc trưng cho từ trường do riêng dòng điện sinh ra và không phụ thuộc vào tính chất của môi trường trong đó đặt dòng điện.

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của cường độ từ trường là *ampe trên mét*, kí hiệu là A/m. Đơn vị này sẽ được định nghĩa ở mục dưới đây.

5. Ứng dụng : Xác định vectơ cảm ứng từ và vectơ cường độ từ trường của một số dòng điện đơn giản.

a) *Dòng điện thẳng* : Xét một đoạn dây dẫn thẳng AB, có dòng điện



không đổi cường độ I chạy qua (h.4-7). Hãy xác định vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ và vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ do dòng điện đó gây ra tại một điểm M nằm ngoài dòng điện. Muốn vậy ta tưởng tượng chia AB thành những phần tử nhỏ, có chiều dài dl . Theo định luật Biô-Xava-Laplatx, vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ do phần tử đó gây ra tại M có phương vuông góc với mặt phẳng của hình vẽ, có chiều xác định bởi quy tắc vặn nút chai

Hình 4-7. Để xác định vectơ cảm ứng từ của một đoạn dòng điện thẳng.

(đối với điểm M trên hình 4-7, đó là chiều hướng vào phía trong tờ giấy), và có độ lớn :

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I dl \sin \theta}{r^2}.$$

Theo nguyên lí chồng chất từ trường, vector cảm ứng từ $\vec{B}$ do đoạn dòng điện AB sinh ra là :

$$\vec{B} = \int_{AB} d\vec{B} \quad (4-10)$$

Vì các vector $d\vec{B}$ do các phần tử dòng điện của AB sinh ra đều có cùng phương chiều, nên $\vec{B}$ cũng có cùng phương chiều như $d\vec{B}$ và có độ lớn :

$$B = \int_{AB} dB = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I \int_{AB} \frac{dl \sin \theta}{r^2}.$$

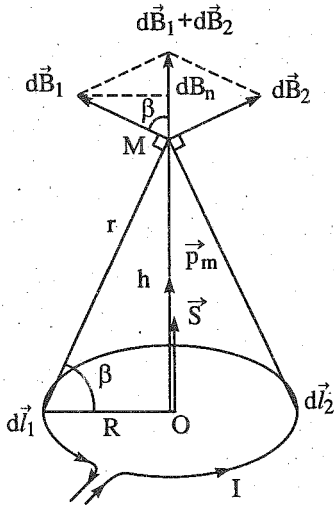
Để tính tích phân này, ta hãy biểu diễn dl và r theo cùng một biến số θ . Trong tam giác vuông OHM, ta có :

$$\frac{l}{R} = \cotg \theta \text{ và } \frac{R}{r} = \sin \theta.$$

Từ đó ta suy ra :

$$dl = \frac{R d\theta}{\sin^2 \theta}, \text{ và } r = \frac{R}{\sin \theta},$$

(trong biểu thức của dl , ta lấy dấu cộng (+) vì độ dài dl là một số dương). Thay những giá trị ấy của dl và r vào biểu thức của B , ta có :



Hình 4 - 8. Để xác định vector cảm ứng từ gây bởi một dòng điện tròn tại một điểm trên trục của nó.

$$B = \frac{\mu\mu_0}{4\pi R} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta,$$

với θ_1 và θ_2 lần lượt là những góc hợp bởi dòng điện AB với các đường thẳng AM và BM nối từ điểm đầu A và điểm cuối B của đoạn dòng điện đến điểm M. Thực hiện phép tích phân, ta được :

$$B = \frac{\mu\mu_0 \cdot I}{4\pi R} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Còn vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$, theo định nghĩa (4-9), là một vectơ có cùng phương chiều với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$, và có độ lớn :

$$H = \frac{I}{4\pi R} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2). \quad (4-11)$$

Trường hợp dây dẫn AB dài vô hạn (tức trường hợp dòng điện thẳng dài vô hạn), $\theta_1 = 0$ và $\theta_2 = \pi$; do đó, ta có :

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi R}, \quad (4-12)$$

và
$$H = \frac{I}{2\pi R}. \quad (4-13)$$

Như chúng ta đã nói ở trên, trong hệ đơn vị SI, đơn vị của cường độ từ trường là ampe trên mét. Đơn vị này được định nghĩa từ công thức (4-13). Trong (4-13) nếu cho $I = 1$ ampe, $2\pi R = 1$ mét thì :

$$H = \frac{1 \text{ampe}}{1 \text{mét}} = 1 \text{A / m}.$$

Vậy : *Ampe trên mét là cường độ từ trường sinh ra trong chân không bởi một dòng điện có cường độ 1 ampe, chạy qua một dây dẫn thẳng dài vô hạn, tiết diện tròn, tại các điểm của một đường tròn đồng trục với dây đó và có chu vi bằng 1 mét.*

b) *Dòng điện tròn.* Hãy xác định vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ và vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ do dòng điện cường độ I chạy trong dây dẫn uốn thành vòng tròn bán kính R (h.4-8) gây ra tại một điểm M nằm trên trục của dòng điện và cách tâm O của nó một đoạn h .

Trước hết, ta có nhận xét : toàn bộ dòng điện tròn có thể phân thành từng cặp phần tử như $d\vec{l}_1$ và $d\vec{l}_2$, có chiều dài bằng nhau và nằm đối xứng với nhau đối với tâm O của vòng tròn. Như vậy, các vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}_1$ và $d\vec{B}_2$ do chúng gây ra tại một điểm M trên trục của dòng điện cũng nằm đối xứng với nhau đối với trục đó. Kết quả là vectơ cảm ứng từ tổng hợp $d\vec{B}_1 + d\vec{B}_2$ của từng cặp phần tử là một vectơ nằm trên trục của dòng điện, và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ do cả dòng điện tròn gây ra tại M cũng nằm trên trục ấy.

Bây giờ, ta tính cảm ứng từ dB do một phần tử dòng điện gây ra tại M. Ta có :

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \theta}{r^2}.$$

Vì $q = \frac{\pi}{2}$, nên $dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2}.$

Gọi dB_n là hình chiếu của vectơ $d\vec{B}$ trên trục của dòng điện, và β là góc hợp bởi $d\vec{B}$ với trục ấy, ta có :

$$dB_n = dB \cdot \cos \beta = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{IRdl}{r^3}.$$

Vậy cảm ứng từ B do dòng điện tròn gây ra tại M là :

$$B = \int_{\text{cả dòng điện}} dB_n = \frac{\mu_0 \mu IR}{4\pi r^3} \int_{\text{cả dòng điện}} dl.$$

Nhưng vì :

$$\int_{\text{cả dòng điện}} dl = \text{chu vi của dòng điện} = 2\pi R,$$

nên ta có :

$$B = \frac{\mu_0 \mu I (\pi R^2)}{2\pi r^3},$$

thay $\pi R^2 = S$ (diện tích của dòng điện tròn) và $r = (R^2 + h^2)^{1/2}$ vào biểu thức trên, ta có :

$$B = \frac{\mu_0 \mu I S}{2\pi (R^2 + h^2)^{3/2}}.$$

Gọi $\vec{S}$ là một vectơ nằm trên trục của dòng điện tròn, có chiều là chiều tiến của cái vặn nút chai khi ta quay nó theo chiều của dòng điện, và có độ lớn bằng diện tích S của dòng điện (h 4-8). Khi đó, vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ tại một điểm trên trục của dòng điện được xác định bởi công thức :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu I \vec{S}}{2\pi (R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (4-14)$$

Từ đây, ta suy ra vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ tại tâm O của dòng điện (ứng với $h = 0$) :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu I \vec{S}}{2\pi R^3}. \quad (4-15)$$

Để đặc trưng cho tính chất từ của dòng điện tròn, người ta đưa ra *vector mômen từ của dòng điện tròn*. Theo định nghĩa, vectơ đó có biểu thức :

$$\vec{p}_m = I \vec{S}, \quad (4-16)$$

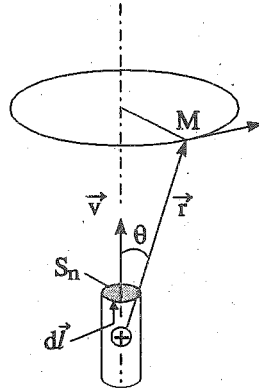
với $\vec{S}$ là *vector diện tích của dòng điện*, xác định như trên. Như vậy, vectơ mômen từ của dòng điện tròn là một vectơ nằm trên trục của dòng điện, có chiều là chiều tiến của cái vặn nút chai khi ta quay nó theo chiều của dòng điện, và có độ lớn bằng $p_m = IS$.

Ý nghĩa của việc sử dụng vectơ mômen từ $\vec{p}_m$ là ở chỗ : nếu biết $\vec{p}_m$ ta có thể xác định được vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ của dòng điện tròn tại một điểm trên trục của nó :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu \vec{p}_m}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (4-14')$$

Chính vì thế mà vectơ mômen từ $\vec{p}_m$ đặc trưng cho tính chất từ của dòng điện tròn, cũng như của các dòng điện kín khác.

c) *Hạt tích điện chuyển động* :
Bây giờ, ta hãy xác định vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_q$ do một hạt điện, mang điện tích q , chuyển động với vectơ vận tốc $\vec{v}$, gây ra tại một điểm M cách điện tích một khoảng r (h.4-9).



Hình 4-9. Để xác định vectơ cảm ứng từ gây bởi một hạt điện chuyển động

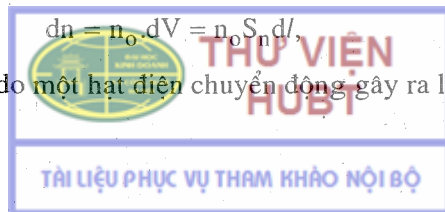
Muốn vậy, ta hãy xét một phần tử dòng điện có cường độ I , chiều dài $d\vec{l}$ (phần tử dòng điện $I d\vec{l}$). Như ta đã biết từ (4-6), vectơ cảm ứng từ do phần tử dòng điện ấy gây ra tại một điểm M là :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{r}}{r^3}.$$

Nhưng, vectơ cảm ứng từ đó chính là do các hạt điện chuyển động có hướng trong phần tử dòng điện ấy gây ra. Do đó, nếu gọi S_n là tiết diện vuông góc của phần tử dòng điện, n_0 là mật độ các hạt điện thì số các hạt điện chứa trong phần tử đó là :

$$dn = n_0 \cdot dV = n_0 S_n d\vec{l},$$

và vectơ cảm ứng từ do một hạt điện chuyển động gây ra là :



$$\vec{B}_q = \frac{d\vec{B}}{dn} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \frac{I}{n_0 S_n} \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{dl.r^3}$$

Nếu gọi j là mật độ dòng điện, ta có :

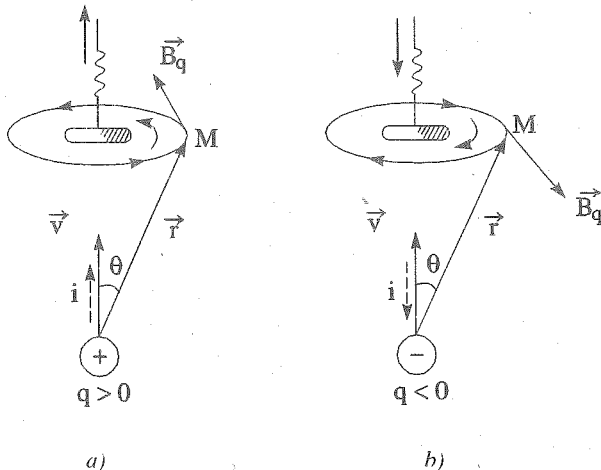
$$I = jS_n = n_0 |q| v S_n,$$

trong đó $|q|$ là độ lớn điện tích của mỗi hạt điện, v là vận tốc có hướng trung bình của các hạt đó. Vì vậy, ta có :

$$\vec{B}_q = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} qv \cdot \frac{d\vec{l} \wedge \vec{r}}{dl.r^3}.$$

Dễ dàng thấy rằng :

$$v \cdot \frac{d\vec{l}}{dl} = \frac{\vec{v} \cdot d\vec{l}}{dl} = \vec{v},$$



Hình 4-10. Vectơ cảm ứng từ B_q gây ra bởi hạt điện chuyển động : a) trường hợp hạt điện dương, b) trường hợp hạt điện âm.

do đó :

$$\vec{B}_q = \frac{\mu_0 \cdot \mu}{4\pi} \cdot \frac{q\vec{v} \wedge \vec{r}}{r^3}. \quad (4-17)$$

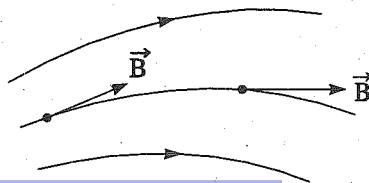
Trong quá trình tìm ra công thức (4-17) ta không đặt một giả thiết gì về dấu của điện tích q . Điều đó có nghĩa là, công thức này đúng đối với cả trường hợp điện tích q dương và điện tích q âm. Ta có thể phát biểu kết quả thu được như sau :

Vector cảm ứng từ $\vec{B}_q$ do một hạt tích điện chuyển động gây ra tại một điểm M nào đó trong không gian là một vector đặt tại điểm M ấy, có phương vuông góc với mặt phẳng chứa vector vận tốc $\vec{v}$ của hạt điện và điểm M , có chiều sao cho ba vector $q\vec{v}$, $\vec{r}$ và $\vec{B}_q$, theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận, và có độ lớn :

$$B_q = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{|q|v \sin \theta}{r^2}, \quad (4-18)$$

trong đó θ là góc hợp bởi phương chuyển động của hạt điện và đường thẳng nối từ hạt điện đến điểm M (tức góc giữa $\vec{v}$ và $\vec{r}$).

Trên hình 4-10, vẽ vector cảm ứng từ $\vec{B}_q$ do một hạt điện dương và một hạt điện âm sinh ra. Trong trường hợp hạt điện dương, vector $\vec{B}_q$ hướng vào phía trong mặt hình vẽ, còn trong trường hợp hạt điện âm, vector $\vec{B}_q$ hướng ra phía ngoài mặt hình vẽ.



Nếu đem so sánh hai công thức (4-17) và (4-6) với nhau, ta có thể rút ra nhận xét sau đây :



Một hạt mang điện tích q , chuyển động với vector vận tốc $\vec{v}$ thì tương đương với một phần tử dòng điện $Id\vec{l}$ sao cho :

$$Id\vec{l} = q\vec{v}. \quad (4-19)$$

Dòng điện này có phương là phương chuyển động của hạt điện, có chiều là chiều chuyển động của hạt nếu hạt mang điện tích dương ($q > 0$) và ngược với chiều chuyển động của hạt nếu hạt mang điện tích âm ($q < 0$), và có cường độ và chiều dài sao cho :

$$Idl = |q|.v. \quad (4-19')$$

Để xác định chiều của từ trường $\vec{B}_q$ do hạt điện chuyển động gây ra, ta vẫn có thể áp dụng quy tắc vặn nút chai (xem §2.2), nhưng cần chú ý là bây giờ, quy tắc này phải áp dụng đối với phần tử dòng điện tương đương của hạt điện (h.4-10).

§3. TỪ THÔNG. ĐỊNH LÍ ÔXTRÔGRATXKI-GAOX ĐỐI VỚI TỪ TRƯỜNG

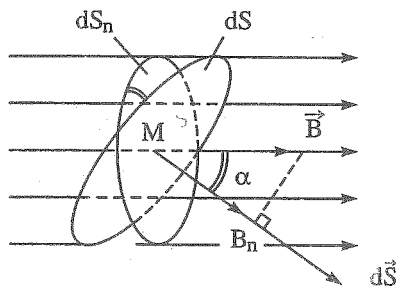
1. Đường cảm ứng từ (hay đường sức từ trường)

Trong một từ trường bất kì, vector cảm ứng từ $\vec{B}$ có thể biến đổi từ điểm này qua điểm khác cả về hướng và độ lớn. Vì vậy, để có một hình ảnh khái quát nhưng cụ thể về sự biến đổi ấy, người ta đưa ra khái niệm về đường cảm ứng từ.

Đường cảm ứng từ là đường cong vạch ra trong từ trường sao cho tiếp tuyến tại mọi điểm của nó trùng với phương của vector cảm ứng từ tại những điểm ấy, chiều của đường cảm ứng từ là chiều của vector cảm ứng từ.

Tập hợp các đường cảm ứng từ hợp thành *từ phổ*. Rõ ràng với cách xác định như trên, từ phổ cho ta biết một cách khái quát, nhưng cũng tương đối đầy đủ sự biến đổi của từ trường từ điểm này qua điểm khác.

Để có từ phổ, ta rắc mạt sắt lên một tấm bìa cứng có dòng điện xuyên qua. Dưới tác dụng của từ trường do dòng điện sinh ra, các mạt sắt ấy trở thành những kim nam châm nhỏ. Vì vậy, ta chỉ việc gõ nhẹ vào tấm bìa là các mạt sắt sẽ sắp xếp lại theo các đường sức từ trường và cho ta hình ảnh của từ phổ. Trên hình 4-12 là từ phổ của dòng điện thẳng, dòng điện tròn, và của ống dây điện.



Hình 4-13. Để định nghĩa từ thông gửi qua một phần tử diện tích dS .

2. Từ thông

Trong từ trường, ta hãy xét một diện tích dS khá nhỏ sao cho vectơ cảm ứng từ tại mọi điểm của diện tích ấy có thể coi là bằng nhau (h.4-13). Theo định nghĩa :

Từ thông gửi qua diện tích dS là đại lượng về giá trị bằng :

$$d\Phi_m = \vec{B} d\vec{S}, \quad (4-21)$$

trong đó $\vec{B}$ là vectơ cảm ứng từ tại một điểm bất kì trên diện tích ấy, $d\vec{S}$ là một vectơ nằm theo phương của pháp tuyến $\vec{n}$ với diện tích đang xét, có chiều là chiều dương của pháp tuyến đó, và có độ lớn bằng chính độ lớn của diện tích đó ($d\vec{S}$ còn được gọi là vectơ diện tích).

Nếu gọi α là góc giữa vectơ vi phân diện tích $d\vec{S}$ và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ (tức giữa pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích $d\vec{S}$ và $\vec{B}$), B_n là hình chiếu của vectơ $\vec{B}$ trên pháp tuyến đó, dS_n là hình chiếu của diện tích dS trên mặt phẳng vuông góc với đường cảm ứng từ thì ta có :

$$d\Phi_m = B dS \cos \alpha = B_n dS = B dS_n \quad (4-21')$$

Như ta đã biết (xem §3.1), theo quy ước, số đường cảm ứng vẽ qua diện tích dS_n vuông góc với từ trường tỉ lệ với tích $B \cdot dS_n$. Nhưng rõ ràng là : số đường cảm ứng từ qua diện tích dS_n cũng bằng số đường cảm ứng từ qua diện tích dS . Vì vậy, từ thông $d\Phi_m$ qua diện tích dS , về trị số tuyệt đối, cũng tỉ lệ với số đường cảm ứng từ qua diện tích đó. Tuy nhiên, ta cần chú ý rằng số đường cảm ứng từ là một số luôn luôn dương, nhưng từ thông thì có thể dương, hoặc âm tùy theo góc α là nhọn hoặc tù.

Nếu muốn tính từ thông gửi qua một diện tích có kích thước lớn nằm trong một từ trường bất kì, ta phải chia nó ra thành những phần tử diện tích khá nhỏ dS sao cho trên mỗi phần tử ấy, ta có thể coi vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ là không thay đổi. Như vậy, từ thông gửi qua diện tích lớn S sẽ được tính bằng tích phân của các từ thông gửi qua các phần tử diện tích ấy :

$$\Phi_m = \int_{(s)} \vec{B} d\vec{S}. \quad (4-22)$$

Nếu diện tích S là phẳng và nằm trong từ trường đều ($\vec{B} = \vec{\text{const}}$), vuông góc với các đường cảm ứng từ ($\alpha = 0$) thì ta có :

$$\Phi_m = \int_{(s)} B \cdot d\vec{S} = B \int_{(s)} dS = B \cdot S. \quad (4-23)$$

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị từ thông là vécbe, kí hiệu là Wb (vécbe sẽ được định nghĩa ở §1, chương 5). Ở đây, dựa vào công thức (4-23), người ta định nghĩa đơn vị của cảm ứng từ là tesla (kí hiệu là T) như sau : trong (4-23), nếu cho $\Phi = 1 \text{ Wb}$, $S = 1 \text{ m}^2$, thì :

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{1 \text{ Wb}}{1 \text{ m}^2} = 1 \text{ Wb/m}^2 = 1 \text{ T}.$$

Vậy : Tesla là cảm ứng từ của một từ thông đều 1 vécbe xuyên vuông góc qua một mặt phẳng diện tích 1 mét vuông.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

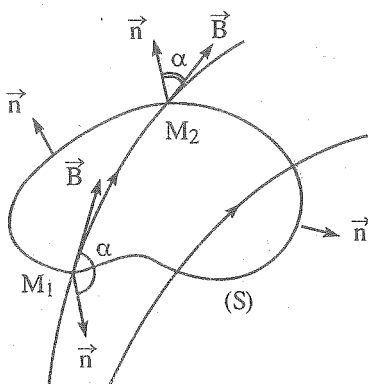
3. Tính chất xoáy của từ trường

Nghiên cứu từ phổ của từ trường các dòng điện (h.4-12), ta nhận thấy các đường cảm ứng từ là các đường cong kín⁽¹⁾. Theo định nghĩa tổng quát, một trường có các đường sức khép kín được gọi là một trường xoáy. Vậy, từ trường là một *trường xoáy*, hay như người ta thường nói, từ trường có tính chất xoáy.

4. Định lí Ôxtơgratxki–Gaox đối với từ trường

Dựa vào tính chất xoáy của từ trường (tức tính khép kín của các đường cảm ứng từ), ta hãy tính từ thông gửi qua một mặt kín S bất kì (h.4-14).

Theo quy ước, đối với một mặt kín, người ta chọn chiều dương của pháp tuyến là chiều hướng ra phía ngoài mặt đó. Vì vậy, từ thông ứng với đường cảm ứng từ đi vào mặt kín là âm (trường hợp điểm M_1 : $\alpha > 90^\circ$, do đó, $d\phi_m = B \cdot dS \cdot \cos\alpha < 0$);



Hình 4-14



THƯ VIỆN
HUBT

(1) Hoặc một đường vô hạn ở hai đầu cũng có thể coi là khép kín ở vô cùng.

từ thông ứng với đường cảm ứng từ đi ra khỏi mặt kín là dương (trường hợp điểm M_2 ; $\alpha < 90^\circ$; do đó, $d\Phi_m > 0$). Vì các đường cảm ứng từ là khép kín, nên số đường đi vào mặt kín bằng số đường đi ra khỏi mặt đó. Kết quả là, từ thông ứng với các đường cảm ứng từ đi vào mặt kín và từ thông ứng với các đường đi ra khỏi mặt đó bằng nhau về trị số nhưng trái dấu. Vì vậy, từ thông toàn phần gửi qua một mặt kín bất kì thì bằng không. Đó là nội dung của định lí Ôxtơrôtxki – Gaox đối với từ trường. Công thức biểu diễn định lí đó là :

$$\oint\limits_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0. \quad (4-24)$$

(Vòng tròn trên dấu tích phân có nghĩa là phải thực hiện phép tích phân theo toàn bộ mặt kín S).

Định lí Ôxtơrôtxki – Gaox nói lên tính chất xoáy của từ trường. Vì tính chất xoáy là tính chất quan trọng nhất của từ trường, nên công thức (4-24) là một trong những công thức cơ bản của điện từ học.

Trong giải tích người ta chứng minh được rằng :

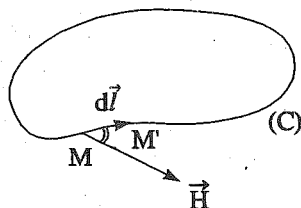
$$\oint\limits_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \oint\limits_{(V)} \text{div} \vec{B} \cdot dV,$$

trong đó V là thể tích giới hạn bởi mặt kín S. Vì vậy, từ (4-24) ta có :

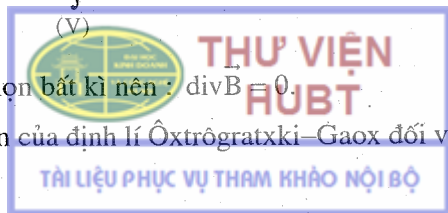
$$\oint\limits_{(V)} \text{div} \vec{B} \cdot dV = 0, \quad (4-24')$$

vì thể tích V được chọn bất kì nên : $\text{div} \vec{B} = 0$.

Đó là dạng vi phân của định lí Ôxtơrôtxki – Gaox đối với từ trường.



Hình 4-15. Để định nghĩa lưu số của vector cường độ từ trường dọc theo đường cong kín.



§4. LƯU SỐ CỦA VECTƠ CƯỜNG ĐỘ TỪ TRƯỜNG ĐỊNH LÝ VỀ DÒNG ĐIỆN TOÀN PHẦN

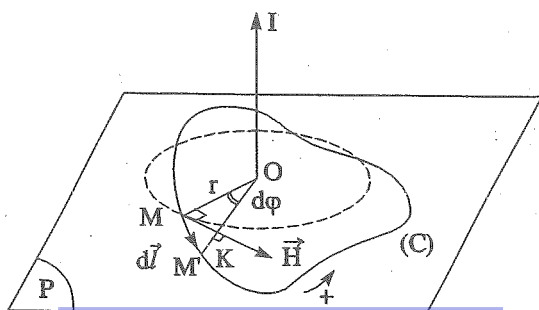
Tính chất xoáy của từ trường còn được thể hiện trong định lý Ampe về dòng điện toàn phần.

1. Lưu số của vectơ cường độ từ trường

Hãy tưởng tượng một đường cong kín bất kì (C) nằm trong một từ trường bất kì (h.4-15). Gọi $d\vec{l}$ là vectơ chuyển dời ứng với một đoạn vô cùng nhỏ $\overline{MM'}$ trên đường cong, và $\vec{H}$ là vectơ cường độ từ trường trên đoạn ấy. Theo định nghĩa :

Lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo đường cong kín (C) là đại lượng về giá trị bằng tích phân của $\vec{H}.d\vec{l}$ dọc theo toàn bộ đường cong đó :

$$\oint_{(C)} \vec{H}.d\vec{l} = \oint_{(C)} \vec{H}.dl.\cos(\vec{H}.d\vec{l}). \quad (4-25)$$



Hình 4-16. Để chứng minh định lý về dòng điện toàn phần.



THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

2. Định lí Ampe về dòng điện toàn phần^(*)

Định lí về dòng điện toàn phần cho ta biết giá trị của lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín (C) bất kì.

Để chứng minh định lí đó một cách đơn giản, ta xét trường hợp từ trường gây ra bởi một dòng điện thẳng dài vô hạn, có cường độ I và đường cong (C) là một đường cong nằm trong mặt phẳng P vuông góc với dòng điện (h.4-16). Trên đường cong đó, ta chọn một chiều dương, đó là chiều của vectơ dịch chuyển $d\vec{l}$. Như vậy, trong (4-25), $d\vec{l}$ luôn luôn dương, do đó, dấu của tích phân phụ thuộc vào dấu của $H_1 = H \cdot \cos(\vec{H}, d\vec{l})$, hình chiếu của vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ trên đường cong (C) : $H_1 > 0$ nếu từ trường $\vec{H}$ cùng chiều với vectơ dịch chuyển, nghĩa là nếu dòng điện sinh ra từ trường nhận chiều dịch chuyển làm chiều quay thuận xung quanh nó ; $H_1 < 0$ nếu từ trường $\vec{H}$ ngược chiều với vectơ dịch chuyển, nghĩa là nếu dòng điện sinh ra từ trường nhận chiều dịch chuyển trên đường cong (C) làm chiều quay nghịch xung quanh nó.

Theo (4-13) ta có :

$$H = \frac{I}{2\pi r},$$

với r là khoảng cách từ dòng điện đến điểm M nằm trên $d\vec{l}$. Thay giá trị của H vào (4-25) ta được :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{I}{2\pi} \oint_{(C)} \frac{dl \cos(\vec{H}, d\vec{l})}{r}.$$

nhưng $dl \cos(\vec{H}, d\vec{l}) \approx MK \approx r d\varphi$ với $d\varphi$ là góc ứng với dịch chuyển $d\vec{l}$.
Do đó :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{I}{2\pi} \oint_{(C)} d\varphi. \quad (4-26)$$

(*) Thực ra dòng điện toàn phần bằng tổng của dòng điện dẫn và dòng điện dịch. Ở đây ta chỉ xét dòng điện dẫn.

a) Trường hợp đường cong (C) bao quanh dòng điện I :

Nếu ta đi một vòng trên đường cong (C), ta sẽ có :

$$\oint_{(C)} d\varphi = 2\pi ;$$

khi ấy (4-26) trở thành :

$$\oint \vec{H}.d\vec{l} = I. \quad (4-27)$$

Theo lập luận trên, $I > 0$ nếu dòng điện nhận chiều dương (tức chiều dịch chuyển trên đường cong) làm chiều quay thuận xung quanh nó ; $I < 0$, trong trường hợp ngược lại.

b) Trường hợp đường cong (C) không bao quanh dòng điện (h.4-17) : ta chia đường cong thành hai đoạn (1a2 và 2b1) bằng hai đường tiếp tuyến (O1 và O2) vạch từ dòng điện đến đường cong. Như vậy, ta có :

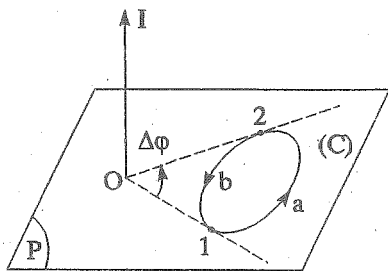
$$\oint_{(C)} d\varphi = \int_{1a2} d\varphi + \int_{2b1} d\varphi = \Delta\varphi + (-\Delta\varphi) = 0.$$

Kết quả là :

$$\oint \vec{H}.d\vec{l} = 0. \quad (4-28)$$

c) Trường hợp tổng quát :

Người ta chứng minh được rằng : trong trường hợp từ trường gây bởi một dòng điện có hình dạng bất kì và đường cong kín (C) có hình dạng bất kì, các công thức (4-27) và (4-28) ở trên vẫn đúng.

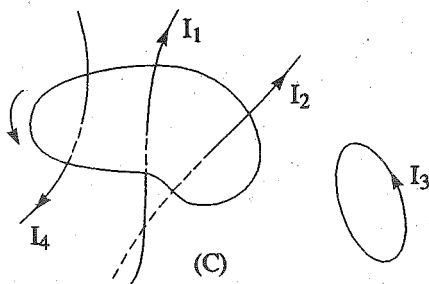


Hình 4-17. Để tính lưu số của vector cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín không bao quanh dòng điện.



THƯ VIỆN
HƯỚNG

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ



Hình 4-18. Một thí dụ về cách tính lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín (C).

Trường hợp từ trường gây bởi nhiều dòng điện, có cường độ lần lượt là $I_1, I_2, \dots, I_n$ thì theo nguyên lí chồng chất từ trường, trong

(4-27) ta phải thay I bằng $\sum_{i=1}^n I_i$. Vì vậy, ta có định lí sau đây, gọi là

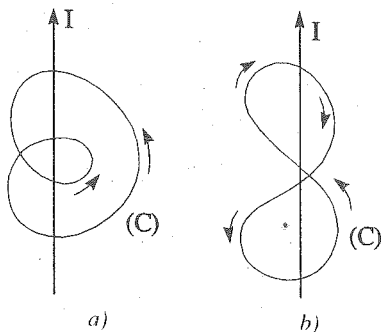
định lí về dòng điện toàn phần :

Lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín (C) bất kì (một vòng) bằng tổng đại số cường độ của các dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{i=1}^n I_i, \quad (4-29)$$

trong đó I_i sẽ mang dấu dương ($I_i > 0$) nếu dòng điện thứ i nhận chiều dịch chuyển trên đường cong (C) làm chiều quay thuận xung quanh nó ; I_i sẽ mang dấu âm ($I_i < 0$), nếu dòng điện thứ i nhận chiều dịch chuyển trên đường cong (C) làm chiều quay nghịch xung quanh nó.

Chú ý : Khi áp dụng định lí này, ta không cần để ý tới những dòng điện không đi xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong. Thí dụ : trường hợp bốn dòng điện và một đường cong như ở hình 4-18, trong đó $I_1 = 8A, I_2 = 5A, I_3 = 2A, I_4 = 7A$, nếu ta đi trên đường cong theo chiều mũi tên trên hình vẽ thì ta có :



Hình 4-19. Thí dụ về cách tính lưu số của vectơ cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín (C) bao quanh dòng điện nhiều vòng

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_1 + I_2 - I_4 =$$

$$= 8 + 5 - 7 = 6A.$$

– Nếu đường cong (C) bao quanh dòng điện nhiều vòng thì ta phải chú ý đến dấu của cường độ dòng điện đối với mỗi vòng dịch chuyển trên đường cong ấy. Thí dụ : trường hợp hình 4-19a ta có :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = 2I. \quad (4-30)$$

Còn trường hợp hình 4-19b ta có :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0. \quad (4-31)$$

* Ý nghĩa của định lí về dòng điện toàn phần :

Công thức định nghĩa (4-25) có dạng giống công thức

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (4-32)$$

đối với trường tĩnh điện. Tuy nhiên đó chỉ là sự giống nhau về mặt hình thức. Còn về mặt nội dung, chúng hoàn toàn khác nhau. Thực vậy, công thức (4-32) cho ta công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích +1 dọc theo một đường cong kín (C) nào đó, công này bao giờ cũng bằng không :

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \quad (4-33)$$

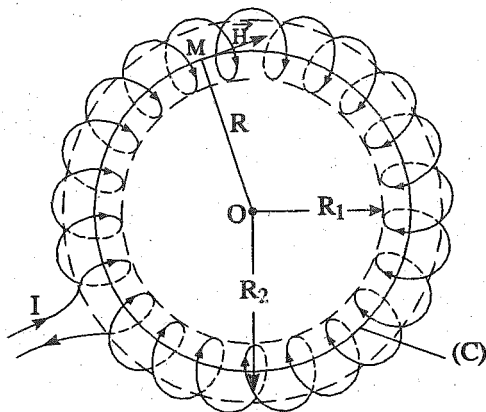
Vì lẽ đó, trường tĩnh điện là một trường thế. Trong khi đó biểu thức (4-25) không cho ta công của từ lực trong sự dịch chuyển của một dòng điện nào. Theo (4-29) giá trị của biểu thức đó, nói chung, lại khác không. Điều đó nói lên rằng : từ trường không phải là một trường thế, mà là một trường xoáy. Đó là ý nghĩa của định lí về dòng điện toàn phần.

3. Ứng dụng

Định lý về dòng điện toàn phần còn cho phép ta tính được nhanh chóng cường độ từ trường H của một số dòng điện.

a) Tính cường độ từ trường tại một điểm ở bên trong một cuộn dây điện hình xuyên :

Cho một cuộn dây điện hình xuyên gồm n vòng, trong đó dòng điện cường độ I chạy qua (h.4-20). Gọi R_1 là bán kính trong và R_2 là bán kính ngoài của hình xuyên đó.



Hình 4-20. Cuộn dây điện hình xuyên.

Vì tính đối xứng của toàn bộ cuộn dây đối với tâm điểm O của nó, nên vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ tại mọi điểm trên đường tròn (C) , tâm O

bán kính R , ($R_1 < R < R_2$) đều có giá trị bằng nhau, có phương tiếp tuyến với đường tròn và có chiều như ở hình vẽ. Diện tích của đường tròn (C) được n dòng điện (mỗi dòng điện ở đây ứng với một vòng dây) có cường độ I xuyên qua. Vì vậy, theo định lý về dòng điện toàn phần, ta có :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_{(C)} H \cdot dl = H \oint_{(C)} dl = H \cdot 2\pi R = nI.$$

Từ đó, ta rút ra :

$$H = \frac{nI}{2\pi R}.$$

(4-34)



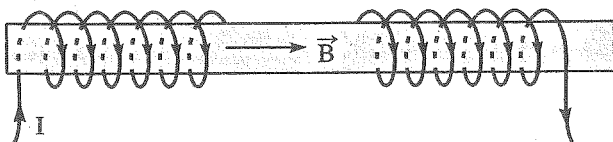
Từ (4-34), ta suy ra cảm ứng từ B tại một điểm bên trong ống dây điện hình xuyên :

$$B = \mu_0 \mu H = \mu_0 \mu \cdot \frac{nI}{2\pi R} \quad (4-35)$$

b) Tính cường độ từ trường tại một điểm bên trong một ống dây điện thẳng dài vô hạn (h.4-21) :

Ống dây điện thẳng dài vô hạn có thể xem như một cuộn dây điện hình xuyên có các bán kính lớn vô cùng :

$$R_1 = R_2 = \infty$$



Hình 4-21. Từ trường của ống dây điện thẳng dài vô hạn.

Do đó, cường độ từ trường tại mọi điểm bên trong ống dây đều bằng nhau và bằng :

$$H = \frac{nI}{2\pi R}$$

Nhưng :

$$\frac{n}{2\pi R} = \frac{\text{Tổng số vòng dây}}{\text{chiều dài của ống}} = n_0,$$

(số vòng dây trên một đơn vị chiều dài).

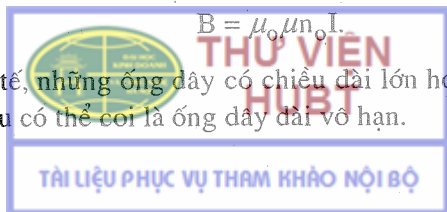
Vậy, ta có :

$$H = n_0 I. \quad (4-36)$$

Từ đó, ta suy ra cảm ứng từ B trong ống dây điện thẳng dài vô hạn là :

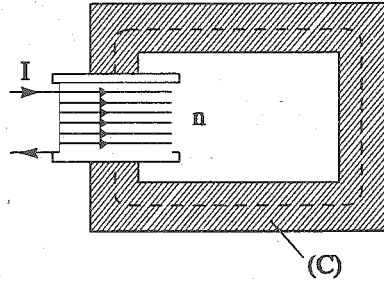
$$B = \mu_0 \mu n_0 I. \quad (4-37)$$

Trong thực tế, những ống dây có chiều dài lớn hơn mười lần đường kính của nó đều có thể coi là ống dây dài vô hạn.



4. Mạch từ

Mạch từ là một tập hợp các vật hoặc các miền không gian trong đó tập trung từ trường^(*). Trong các máy điện (máy phát điện, động cơ điện) và trong các dụng cụ điện từ (như biến thế điện), mạch từ đóng một vai trò quan trọng.



Hình 4-22. Một mạch từ không phân nhánh

Đối với một mạch từ không phân nhánh, như ở hình 4-22 từ thông Φ_m gửi qua một tiết

diện bất kì của mạch đều bằng nhau. Áp dụng định lí về dòng điện toàn phần đối với một đường cong kín trung bình (C) của mạch, ta có :

$$\oint_{(C)} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_{(C)} H \cdot dl = Hl = nI,$$

với n là số vòng dây điện xuyên qua diện tích của đường (C), I là cường độ dòng điện qua các vòng dây (coi rằng mạch từ là đồng chất và có tiết diện

không đổi nên từ trường $H = \frac{\Phi_m}{\mu_0 \mu S} = \text{const}$ tại mọi điểm trong mạch).

Vậy ta có :

$$H = \frac{nI}{l}.$$

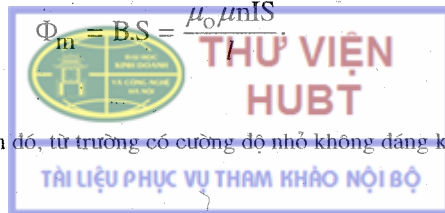
Từ đó, ta suy ra[®]: cảm ứng từ B trong mạch từ là :

$$B = \mu_0 \mu H = \frac{\mu_0 \mu nI}{l}$$

và từ thông gửi qua một tiết diện của mạch là :

$$\Phi_m = B \cdot S = \frac{\mu_0 \mu nIS}{l}$$

(*) Nghĩa là ngoài miền đó, từ trường có cường độ nhỏ không đáng kể



Ta có thể viết lại biểu thức này của từ thông dưới dạng sau đây :

$$\Phi_m = \frac{nI}{\frac{1}{\mu_0 \mu} \frac{l}{S}} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}, \quad (4-38)$$

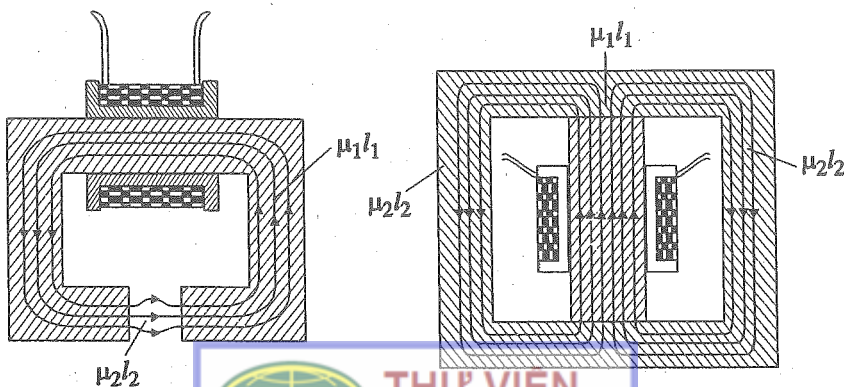
trong đó $\mathcal{E}_m$ và R_m lần lượt được gọi là *suất từ động* và *từ trở* của mạch từ :

$$\mathcal{E}_m = nI, \quad R_m = \frac{1}{\mu_0 \mu} \cdot \frac{l}{S}. \quad (4-39)$$

Sở dĩ gọi như vậy là vì (4-38) giống công thức :

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (4-40)$$

biểu diễn định luật Ôm đối với một mạch kín chứa điện trở thuần, trong đó $\mathcal{E}$ là suất điện động và R là điện trở của mạch. Xem như vậy, trong mạch từ, từ thông Φ_m gửi qua một tiết diện bất kì của mạch cũng đóng vai trò tương tự như cường độ dòng điện I trong mạch điện. Và công thức (4-38) còn gọi là công thức Hôpkinxon – biểu diễn một định luật gọi là *định luật Ôm đối với mạch từ* :



Hình 4-23. Một mạch từ gồm nhiều đoạn môi trường khác nhau nối tiếp nhau.

Hình 4-24. Một mạch từ có hai nhánh bên mắc song song với nhau

Từ thông gửi qua một tiết diện bất kì của một mạch từ kín không phân nhánh bằng suất từ động của mạch chia cho từ trở toàn phần của mạch đó.

Để dàng chứng minh được rằng : nếu mạch từ gồm nhiều đoạn có từ trở là $R_{m1}, R_{m2}, \dots, R_{mn}$ mắc nối tiếp nhau thì từ trở toàn phần của mạch là :

$$R_m = \sum_{i=1}^n R_{mi} \quad (4-41)$$

Thí dụ, trong mạch từ của một nam châm điện, gồm một lõi sắt độ từ thẩm μ_1 , chiều dài l_1 và một khoảng không khí giữa hai cực của nam châm, có độ từ thẩm μ_2 , chiều dài l_2 (h.4-23) thì từ trở toàn phần của mạch từ là :

$$R_m = \frac{1}{\mu_0 S} \left(\frac{l_1}{\mu_1} + \frac{l_2}{\mu_2} \right).$$

Nếu trong mạch từ có nhiều nhánh rẽ mắc song song với nhau (h. 4-24) thì từ trở toàn phần của các nhánh rẽ đó được tính bởi công thức sau :

$$\frac{1}{R_m} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_{mi}}. \quad (4-42)$$

Định luật Ôm đối với mạch từ được dùng phổ biến trong điện kĩ thuật để tính từ thông và từ đó tính cảm ứng từ trong các mạch từ của các máy điện. Dựa trên việc nghiên cứu các tính chất của mạch từ, phương pháp phân tích từ cho phép ta phát hiện những chỗ hư hỏng, rạn nứt rất nhỏ trên bề mặt các chi tiết máy và các vật phẩm khác làm bằng vật liệu sắt từ.



§5. TÁC DỤNG CỦA TỪ TRƯỜNG LÊN DÒNG ĐIỆN

1. Tác dụng của từ trường lên một phần tử dòng điện. Lực Ampe

Theo định luật Ampe, một phần tử dòng điện $I_0 \cdot d\vec{l}_0$ đặt tại một điểm M trong từ trường có cảm ứng từ $\vec{dB}$ sẽ chịu một từ lực :

$$d\vec{F} = I_0 d\vec{l}_0 \wedge d\vec{B}$$

Từ đó ta suy ra rằng : nếu ta đặt một phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ tại một điểm M trong từ trường, ở đó vectơ cảm ứng từ là $\vec{B}$ thì phần tử đó sẽ chịu một từ lực là :

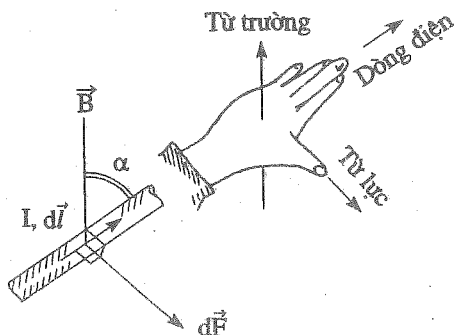
$$d\vec{F} = I d\vec{l} \wedge \vec{B}. \quad (4-43)$$

Từ lực này được gọi là lực *Ampe*, có phương vuông góc với phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ và từ trường $\vec{B}$, có chiều sao cho ba vectơ $d\vec{l}$, $\vec{B}$ và $d\vec{F}$, theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận, và có độ lớn bằng :

$$dF = Idl \cdot B \cdot \sin \alpha ; \quad (4-44)$$

với α là góc hợp bởi dòng điện và từ trường (h.4-25).

Để xác định chiều của lực Ampe, ta có thể dùng quy tắc bàn tay trái sau đây : nếu bàn tay trái đặt theo phương của dòng điện để dòng điện đi từ cổ tay đến đầu các ngón tay, và để từ trường xuyên vào lòng bàn tay, thì chiều của ngón tay cái đang ra là chiều của từ lực.



Hình 4-25. Từ lực Ampe và quy tắc bàn tay trái.

2. Tác dụng tương hỗ giữa hai dòng điện thẳng song song dài vô hạn

Cho hai dòng điện thẳng song song và dài vô hạn nằm cách nhau một khoảng d và có cường độ lần lượt là I_1 và I_2 . Vì dòng điện này nằm trong từ trường của dòng điện kia, nên hai dòng điện đó tác dụng lên nhau những từ lực. Ta hãy xác định lực tương tác giữa hai dòng điện cùng chiều (h.4-26)

Theo định luật Biô-Xava-Laplatx, vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_1$ do dòng điện I_1 gây ra tại một điểm M bất kì của dòng điện I_2 có phương vuông góc với mặt phẳng của hai dòng điện, có chiều đi vào phía trong tờ giấy (quy tắc vụn nút chai) và có độ lớn theo (4-12) bằng :

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu I_1}{2\pi d}$$

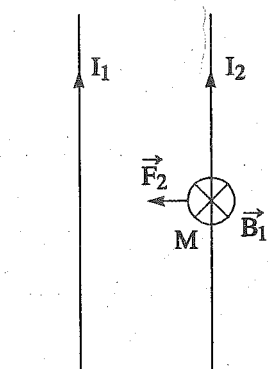
Dưới tác dụng của từ trường $\vec{B}_1$ này, một đoạn có chiều dài l của dòng điện I_2 sẽ chịu một từ lực :

$$\vec{F}_2 = I_2 \cdot \vec{l} \wedge \vec{B}_1$$

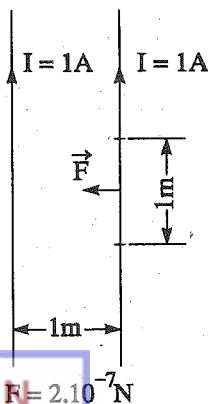
có phương vuông góc với mặt phẳng chứa dòng điện I_2 và từ trường B_1 , có chiều hướng về phía dòng điện I_1 , và có trị số là :

$$F = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi d} \quad (4-45)$$

(Vì từ trường $\vec{B}_1$ vuông góc với dòng điện I_2 , nên $\sin(\vec{l}, \vec{B}_1) = 1$).



Hình 4-26. Để xác định lực tương tác giữa hai dòng điện song song dài vô hạn.



Hình 4-27. Định nghĩa ampe.

Như vậy, dòng điện I_1 đã hút dòng điện I_2 . Bằng lí luận tương tự, ta sẽ thấy rằng dòng điện I_2 cũng hút dòng điện I_1 ; Hai dòng điện song song cùng chiều hút nhau.

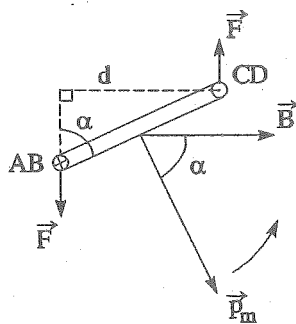
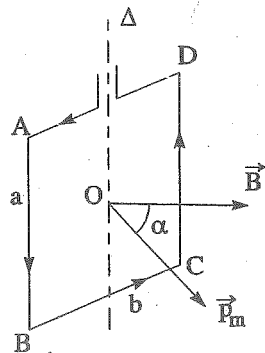
Cũng bằng lí luận như trên, ta sẽ thấy : Hai dòng điện song song ngược chiều đẩy nhau.

Trong hệ đơn vị SI, ampe là đơn vị cơ bản thứ tư, đứng sau ba đơn vị cơ bản khác là mét (m), kilôgam (kg) và giây (s). Người ta định nghĩa ampe từ (4-45) như sau (h.4-27) :

"Ampe là cường độ của một dòng điện không đổi theo thời gian, khi chạy qua hai dây dẫn thẳng, song song, dài vô hạn, có tiết diện nhỏ không đáng kể, đặt trong chân không cách nhau 1 mét, thì gây trên mỗi mét dài của mỗi dây dẫn một lực bằng $2 \cdot 10^{-7}$ niuton".

3. Tác dụng của từ trường đều lên một mạch điện kín

Để đơn giản, ta xét một khung dây hình chữ nhật ABCD có các cạnh là a và b, và có dòng điện cường độ I chạy qua (h. 4-28). Khung được đặt trong một từ trường đều $\vec{B}$ có phương vuông góc với các cạnh đứng AB và CD. Giả sử khung rất cứng và chỉ có thể quay xung quanh một trục thẳng đứng Δ của nó, ban đầu, mặt khung không vuông góc với từ trường : vector mômen từ $\vec{P}_m$ của nó làm với từ trường một góc α .



Hình 4-28. Để xác định tác dụng của từ trường đều lên một khung dây có dòng điện.

Áp dụng quy tắc bàn tay trái, ta sẽ thấy :

– Từ lực tác dụng lên cạnh ngang BC hướng xuống dưới. Từ lực tác dụng lên cạnh ngang DA hướng lên trên. Hai lực này có tác dụng kéo dãn khung, nhưng chúng bị phản lực của khung triệt tiêu.

– Từ lực $\vec{F}$ tác dụng lên cạnh thẳng đứng AB hướng về phía trước, còn từ lực $\vec{F}'$ tác dụng lên cạnh thẳng đứng CD hướng ra phía sau. Hai lực này luôn luôn vuông góc với các đoạn dòng điện AB và CD và với từ trường $\vec{B}$, có độ lớn bằng nhau, nhưng ngược chiều nhau :

$$F = F' = IaB.$$

Chúng hợp thành một ngẫu lực, có tác dụng làm khung quay xung quanh trục Δ cho đến khi mặt khung vuông góc với từ trường. Lúc đó, vectơ mômen từ $\vec{P}_m$ của khung dây điện sẽ cùng phương chiều với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$.

Mômen của ngẫu lực đối với trục quay Δ có độ lớn bằng :

$$\mu = F.d,$$

với d là khoảng cách giữa hai lực. Ta có : $d = b \sin \alpha$.

Vì vậy :
$$\mu = Fb \cdot \sin \alpha = IaB \cdot b \sin \alpha = ISB \sin \alpha.$$

Nhưng $IS = P_m$, do đó :

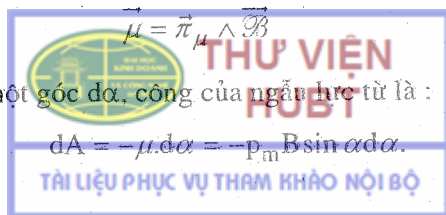
$$\mu = p_m B \sin \alpha. \quad (4-46)$$

Chiều của vectơ mômen lực hướng lên trên (phương vuông góc với mặt phẳng xác định bởi $\vec{p}_m$ và $\vec{B}$). Vì vậy, ta có biểu thức vectơ sau đây :

$$\vec{\mu} = \vec{p}_m \wedge \vec{B} \quad (4-47)$$

Khi khung quay một góc $d\alpha$, công của ngẫu lực từ là :

$$dA = -\mu d\alpha = -p_m B \sin \alpha d\alpha. \quad (4-48)$$



Sở dĩ có dấu trừ trong (4-48) là vì khi ngẫu lực từ sinh công phát động ($dA > 0$) thì nó làm cho góc lệch giữa vectơ mômen từ $\vec{p}_m$ của khung dây điện và từ trường $\vec{B}$ giảm ($d\alpha < 0$) và ngược lại khi ta quay khung để góc lệch α tăng ($d\alpha > 0$) thì ngẫu lực từ sinh công cản ($dA < 0$). Vậy công của ngẫu lực từ khi đưa khung từ vị trí ứng với góc lệch α về vị trí cân bằng (ứng với $\alpha = 0$) là :

$$A = \int_{\alpha}^0 -p_m B \sin \alpha d\alpha = p_m B \cos \alpha \Big|_{\alpha}^0 = p_m B (1 - \cos \alpha). \quad (4-49)$$

Theo định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng, công của từ lực này về trị số bằng độ giảm năng lượng của khung dây điện trong từ trường. Gọi $W_m(\alpha)$ và $W_m(0)$ lần lượt là năng lượng của khung dây ở vị trí đầu (α) và vị trí cuối ($\alpha = 0$) của quá trình dịch chuyển, ta có :

$$W_m(\alpha) - W_m(0) = p_m B (1 - \cos \alpha). \quad (4-50)$$

Ta có thể viết lại (4-50) dưới dạng :

$$W_m(\alpha) - W_m(0) = -p_m B \cos \alpha - (-p_m B \cos 0).$$

Dưới dạng này, ta thấy ngay biểu thức của năng lượng khung dây điện trong từ trường là :

$$\Omega_m(\alpha) = -p_m B \cos \alpha \quad (4-51)$$

hay

$$\Omega_m(\alpha) = -\vec{p}_m \cdot \vec{B}. \quad (4-52)$$

Người ta chứng minh được rằng : các kết quả thu được ở trên vẫn đúng với một mạch điện kín có hình dạng bất kì.

4. Công của từ lực

Khi dòng điện chuyển động trong từ trường từ lực tác dụng lên dòng điện sẽ sinh công.



Để tính công của từ lực, ta xét một thanh kim loại AB, dài l , có thể trượt trên hai dây kim loại song song của một mạch điện. Giả sử mạch điện này nằm trong một từ trường đều và vuông góc với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ của từ trường (h.4-29). Lực Ampe tác dụng lên thanh có độ lớn bằng :

$$F = I l B.$$

Khi thanh dịch chuyển một đoạn nhỏ ds , công của lực Ampe là :

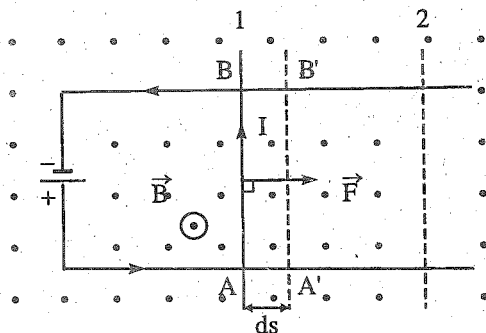
$$dA = F ds = I l B ds = I B dS,$$

trong đó $dS = l \cdot ds$ là diện tích quét bởi đoạn dòng điện AB khi dịch chuyển. Nhưng :

$$B \cdot dS = d\Phi_m$$

là từ thông gửi qua diện tích bị quét. Vì vậy, ta có :

$$dA = I d\Phi_m. \quad (4-53)$$



Hình 4-29. Để tính công của từ lực.

Nếu thanh AB dịch chuyển một đoạn hữu hạn, từ vị trí 1 đến vị trí 2, và trong khi đó, cường độ dòng điện qua thanh có thể coi như không thay đổi, thì công của lực Ampe là :

$$A = \int_1^2 I \cdot d\Phi_m = I \int_1^2 d\Phi_m = I \Delta\Phi_m \quad (4-54)$$

trong đó $\Delta\Phi_m$ là từ thông gửi qua diện tích bị quét. Nếu gọi Φ_{m1} là từ thông gửi qua diện tích lúc đầu của mạch điện, Φ_{m2} là từ thông gửi qua diện tích lúc sau của mạch, ta sẽ có :

$$\Delta\Phi_m = \Phi_{m2} - \Phi_{m1},$$

với $\Phi_{m2} - \Phi_{m1}$ là độ biến thiên của từ thông gửi qua diện tích của mạch điện. Tóm lại, ta có

$$A = I(\Phi_{m2} - \Phi_{m1}). \quad (4-55)$$

Người ta đã chứng minh được rằng các công thức trên cũng đúng cho một mạch điện bất kì dịch chuyển trong một từ trường bất kì. Vậy :

Công của từ lực trong sự dịch chuyển một mạch điện bất kì trong từ trường bằng tích giữa cường độ dòng điện trong mạch và độ biến thiên của từ thông qua diện tích của mạch đó.

§6. CHUYỂN ĐỘNG CỦA HẠT TÍCH ĐIỆN TRONG TỪ TRƯỜNG

1. Tác dụng của từ trường lên hạt tích điện chuyển động. Lực Loren

Giả sử có một hạt mang điện tích q chuyển động với vectơ vận tốc $\vec{v}$ trong một từ trường $\vec{B}$ (h.4-30). Theo (4-19) hạt điện chuyển động tương đương với một phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ thoả mãn điều kiện :

$$I d\vec{l} = q\vec{v}.$$

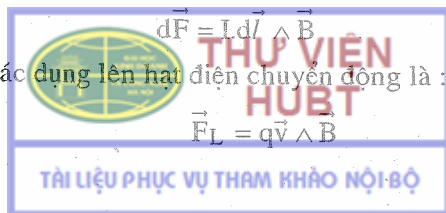
Biết rằng từ lực tác dụng lên phần tử dòng điện theo (4-43) là :

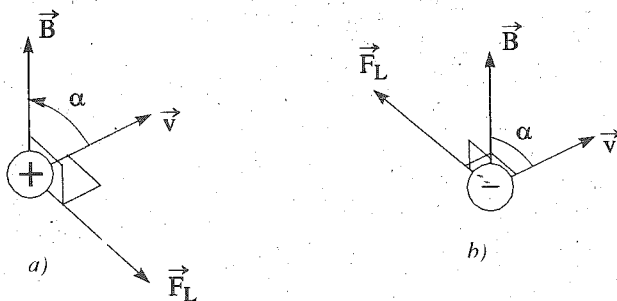
$$d\vec{F} = I d\vec{l} \wedge \vec{B}$$

Vậy, từ lực tác dụng lên hạt điện chuyển động là :

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

(4-56)





Hình 4-30. Lực Lorentz :

a) Trường hợp hạt điện dương ; b) Trường hợp hạt điện âm.

Từ lực tác dụng lên hạt điện được gọi là *lực Lorentz*. Lực Lorentz có phương vuông góc với phương chuyển động của hạt điện và phương của từ trường, có chiều sao cho ba vectơ $\vec{q}\vec{v}$, $\vec{B}$ và $\vec{F}_L$, theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận, và có độ lớn :

$$F_L = |q| \cdot vB \sin \alpha, \quad (4-56')$$

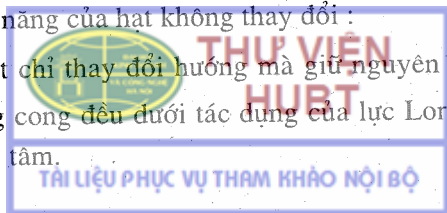
với α là góc giữa $\vec{v}$ và $\vec{B}$. Hình 4-30 vẽ lực Lorentz trong hai trường hợp : $q > 0$ và $q < 0$.

2. Chuyển động của hạt tích điện trong từ trường đều

Ta hãy khảo sát chuyển động của một hạt mang điện tích q (giả sử $q > 0$) trong một từ trường đều, cảm ứng từ $\vec{B}$.

Trước hết ta nhận xét rằng lực Lorentz không sinh công trong quá trình hạt điện chuyển động, vì lực đó luôn vuông góc với vận tốc $\vec{v}$ của hạt điện. Do đó động năng của hạt không thay đổi :

Vận tốc $\vec{v}$ của hạt chỉ thay đổi hướng mà giữ nguyên độ lớn. Vậy hạt phải chuyển động cong đều dưới tác dụng của lực Lorentz $\vec{F}_L$ đóng vai trò một lực hướng tâm.



Để thiết lập những phương trình chuyển động của hạt điện trong từ trường đều ta chọn hệ trục tọa độ Đề các Oxyz (h.4-31) sao cho $\vec{B} // Oz$. Khi đó vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ có tọa độ là :

$$\vec{B} = (0, 0, B).$$

Tọa độ của hạt điện $\vec{r} = (x, y, z)$.

và vận tốc của hạt $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$.

Lực Lorentz $\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ có các thành phần hình chiếu trên các trục tọa độ Đề các được tính theo các thành phần của tích vectơ :

$$\vec{F}_L = (qBv_y, -qBv_x, 0).$$

Phương trình Niuton mô tả chuyển động của hạt điện dưới tác dụng của từ trường đều có dạng :

$$m\vec{a} = \vec{F}_L, \quad (4-57)$$

với m là khối lượng hạt điện và $\vec{a}$ là vectơ gia tốc của hạt điện

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\frac{dv_x}{dt}, \frac{dv_y}{dt}, \frac{dv_z}{dt} \right).$$

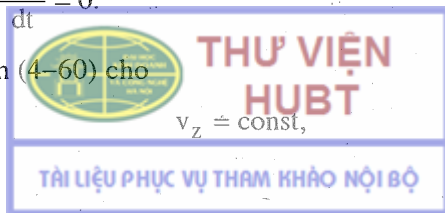
Chiếu đẳng thức vectơ (4-57) trên đây lên 3 trục tọa độ, ta được các phương trình sau :

$$m \frac{dv_x}{dt} = qBv_y, \quad (4-58)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -qBv_x, \quad (4-59)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = 0. \quad (4-60)$$

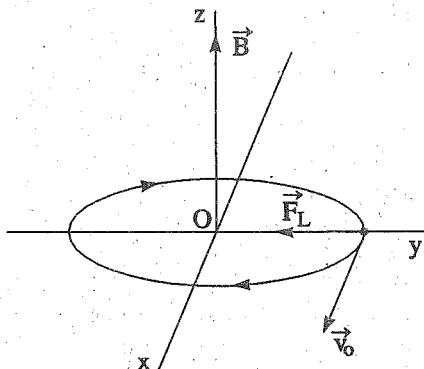
Phương trình (4-60) cho



chứng tỏ rằng chuyển động của hạt điện chiều lên phương z là một chuyển động thẳng đều. Giả sử tại thời điểm $t = 0 : v_{oz} = 0$ thì :

$$v_z = v_{oz} = 0,$$

nghĩa là khi đó hạt điện chỉ chuyển động trong một mặt phẳng vuông góc với Oz , được chọn là mặt phẳng Oxy .



Hình 4-31

Đặt :

$$\frac{qB}{m} = \omega > 0, \quad (4-61)$$

(ở trên đã giả sử $q > 0$, nếu $q < 0$ ta đặt

$$\frac{|q|B}{m} = \omega),$$

hai phương trình (4-58), (4-59) thành ra

$$\frac{dv_x}{dt} = \omega v_y, \quad (4-62)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\omega v_x. \quad (4-63)$$



Như đã nhận xét từ đầu, vectơ vận tốc $\vec{v}$ của hạt chỉ thay đổi về hướng còn độ lớn v không đổi ; gọi α là góc hợp bởi $\vec{v}$ và trục Ox , ta có thể viết

$$v_x = v \cos \alpha,$$

$$v_y = v \sin \alpha,$$

$$v_z = \text{const} (> 0) ;$$

do đó, nếu lấy đạo hàm theo t :

$$\frac{dv_x}{dt} = -v \sin \alpha \cdot \frac{d\alpha}{dt} ; \frac{dv_y}{dt} = v \cos \alpha \cdot \frac{d\alpha}{dt}$$

Thay vào (4-62), (4-63) ta được

$$-v \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt} = \omega v \sin \alpha ; v \cos \alpha \frac{d\alpha}{dt} = -\omega v \cos \alpha,$$

dẫn tới cùng một phương trình vi phân theo t của α : $\frac{d\alpha}{dt} = -\omega$.

Suy ra : $\alpha = -\omega t + \alpha_0$; α_0 là giá trị của α khi $t = 0$. Kết quả $v_x = v \cos(-\omega t + \alpha_0)$; $v_y = v \sin(-\omega t + \alpha_0)$.

Giả sử lúc $t = 0$: $v_{ox} = v$; $v_{oy} = 0$, suy ra $\alpha_0 = 0$.

$$\text{Vậy :} \quad v_x = v \cos \omega t \quad (4-64)$$

$$v_y = -v \sin \omega t. \quad (4-65)$$

Nhưng :

$$v_x = \frac{dx}{dt} = +v \cos \omega t ; v_y = \frac{dy}{dt} = -v \sin \omega t ;$$

tích phân hai vế, tìm được

$$x = \frac{v}{\omega} \sin \omega t + x_0 ; y = -\frac{v}{\omega} \cos \omega t + y_0$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Chọn $x_0 = y_0 = 0$, ta có :

$$x = \frac{v}{\omega} \sin \omega t, \quad (4-66)$$

$$y = \frac{v}{\omega} \cos \omega t, \quad (4-67)$$

và
$$x^2 + y^2 = \frac{v^2}{\omega^2} = R^2,$$

chúng tỏ quỹ đạo chuyển động của hạt điện là đường tròn trong mặt phẳng Oxy, tâm O, bán kính $R = \frac{v}{\omega}$, (4-68)

với
$$\omega = \frac{v}{R}$$

chính là vận tốc góc của chuyển động tròn ấy. Chu kì chuyển động tròn ấy cho bởi :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (4-69)$$

Chú ý rằng khi $t = 0$ thì $x = 0$ và $y = R$. Đồng thời

$$v_{ox} = v; v_{oy} = 0;$$

Chúng tỏ hạt điện chuyển động trên quỹ đạo tròn, theo chiều ngược đối với $\vec{B}$.



Chương 5

HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

Trong chương trước chúng ta đã thấy rằng, bất kì dòng điện nào cũng gây ra xung quanh nó một từ trường. Vậy ngược lại, từ trường có thể sinh ra dòng điện không ?

Năm 1831, nhà vật lí học Faraday đã chứng tỏ bằng thực nghiệm rằng từ trường biến đổi có thể sinh ra dòng điện. Thực vậy, khi làm cho từ thông gửi qua một mạch kín thay đổi thì trong mạch xuất hiện một dòng điện. Dòng điện đó được gọi là *dòng điện cảm ứng*. Và hiện tượng trên được gọi là hiện tượng *cảm ứng điện từ*.

Từ thế kỉ XIX, hiện tượng cảm ứng điện từ đã có một tầm quan trọng đặc biệt vì, về mặt lí thuyết, nó cho ta thấy rõ mối liên hệ khăng khít giữa từ trường và dòng điện ; về mặt thực nghiệm, nó chỉ ra một phương pháp biến đổi cơ năng thành điện năng thông qua sự biến đổi từ trường.

§1. CÁC ĐỊNH LUẬT VỀ HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

1. Thí nghiệm Faraday

Lấy một ống dây điện và mắc nối tiếp nó với một điện kế G thành một mạch kín (h.5-1a). Phía trên ống dây, ta đặt một thanh nam châm BN. Thí nghiệm chúng ta :

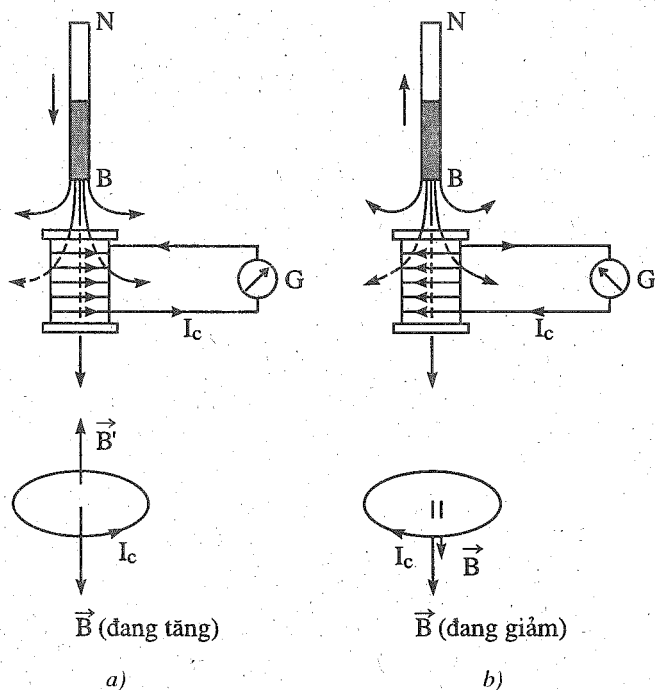
– Nếu đưa thanh nam châm vào lòng ống dây thì kim của điện kế sẽ bị lệch đi, trong ống dây xuất hiện một dòng điện. Dòng điện đó chính là dòng điện cảm ứng.

– Nếu rút thanh nam châm ra, dòng điện cảm ứng có chiều ngược lại (h.5-1b).

– Di chuyển thanh nam châm càng nhanh, cường độ I_c của dòng điện cảm ứng càng lớn.

– Đang di chuyển, bỗng giữ thanh nam châm đứng lại, dòng điện cảm ứng mất ngay.

– Nếu thay nam châm bằng một ống dây có dòng điện, hoặc giữ thanh nam châm và dịch chuyển ống dây, ta cũng có những kết quả tương tự như trên.



Hình 5-1. Thí nghiệm Faraday về cảm ứng điện từ :
(a) đưa thanh nam châm vào ống dây điện ;
(b) rút thanh nam châm ra khỏi ống dây ấy.

Qua thí nghiệm đó, Faraday đã rút ra những kết luận tổng quát sau đây :

a) Sự biến đổi của từ thông qua mạch kín là nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng trong mạch đó.

b) Dòng điện cảm ứng ấy chỉ tồn tại trong thời gian từ thông gửi qua mạch thay đổi.

c) Cường độ dòng điện cảm ứng tỉ lệ thuận với tốc độ biến đổi của từ thông.

d) Chiều của dòng điện cảm ứng phụ thuộc vào từ thông gửi qua mạch tăng hay giảm.

2. Định luật Lenx

Nghiên cứu hiện tượng cảm ứng điện từ, Lenx đã tìm ra định luật tổng quát về chiều của dòng điện cảm ứng, gọi là định luật Lenx :

Dòng điện cảm ứng phải có chiều sao cho từ trường do nó sinh ra có tác dụng chống lại nguyên nhân đã sinh ra nó.

Dưới đây, ta hãy vận dụng định luật này để xác định chiều của dòng điện cảm ứng trong hai trường hợp ở hình 5-1.

a) Trong hình 5-1a, nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng là sự dịch chuyển cực bắc của thanh nam châm vào lòng ống dây, làm cho từ thông gửi qua ống dây theo chiều từ trên xuống tăng lên. Theo định luật Lenx dòng điện cảm ứng I_c phải có chiều sao cho từ trường $\vec{B}'$ do nó sinh ra chống lại sự tăng đó. Muốn vậy $\vec{B}'$ phải ngược chiều với từ trường $\vec{B}$ của nam châm. Vì có như vậy, từ thông Φ_m do nó sinh ra mới có tác dụng chống lại sự tăng của từ thông Φ_m là nguyên nhân sinh ra nó. Biết $\vec{B}'$, dùng quy tắc vặn nút chai ta có thể xác định được chiều của I_c như trên hình vẽ 5-1a.

b) Trong hình 5-1b, nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng là sự dịch chuyển của cực bắc thanh nam châm ra xa ống dây, làm cho

từ thông Φ_m gửi qua ống dây, theo chiều từ trên xuống dưới giảm đi. Theo định luật Lenx, dòng điện cảm ứng phải có chiều sao cho từ trường $\vec{B}'$ do nó sinh ra cùng chiều với từ trường $\vec{B}$ của nam châm. Vì có như vậy từ thông Φ'_m do nó sinh ra mới có tác dụng chống lại sự giảm của từ thông Φ là nguyên nhân đã sinh ra nó. Do đó, I_c phải có chiều như ở hình vẽ 5-1b.

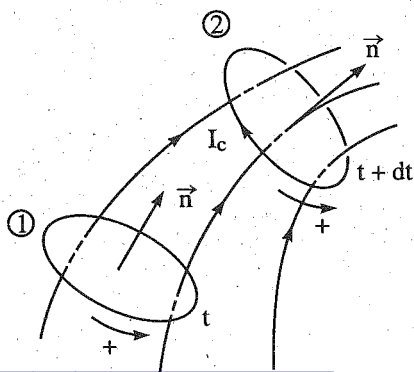
Tóm lại, theo định luật Lenx, dòng điện cảm ứng bao giờ cũng có tác dụng chống lại sự dịch chuyển của thanh nam châm. Khi ta đưa cực bắc của thanh nam châm lại gần ống dây (h.5-1a), đầu trên của ống dây là cực bắc, có tác dụng đẩy thanh nam châm lùi lại ; còn khi ta rút cực bắc của thanh nam châm ra khỏi ống dây (h.5-1b), đầu trên của ống dây là cực nam có tác dụng hút thanh nam châm lại. Vì vậy, để dịch chuyển thanh nam châm, ta phải tốn công. Chính công mà ta tốn đó được biến thành điện năng của dòng điện cảm ứng.

3. Định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ

Sự xuất hiện của dòng điện cảm ứng chứng tỏ trong mạch có một suất điện động. Suất điện động ấy được gọi là *suất điện động cảm ứng*.

Để tìm biểu thức của suất điện động cảm ứng, ta hãy dịch chuyển một vòng dây dẫn kín (C) trong từ trường để từ thông gửi qua vòng dây thay đổi (h.5-2).

Giả sử trong thời gian dt , từ thông gửi qua vòng dây biến thiên một lượng $d\Phi_m$



Hình 5-2. Để thiết lập biểu thức của suất điện động cảm ứng và xác định chiều của dòng điện cảm ứng xuất hiện trong mạch.

và dòng điện cảm ứng xuất hiện trong vòng dây có cường độ I_c . Khi đó công của từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng là :

$$dA = I_c d\Phi_m.$$

Theo định luật Lenx, từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng phải ngăn cản sự dịch chuyển của vòng dây vì sự dịch chuyển này là nguyên nhân sinh ra dòng điện cảm ứng. Vì vậy, công của từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng là công cản. Và do đó, để dịch chuyển vòng dây, ta phải tốn một công dA' , về trị số bằng công cản đó :

$$dA' = -dA = -I_c d\Phi_m.$$

Theo định luật bảo toàn năng lượng, công dA' này được chuyển thành năng lượng của dòng điện cảm ứng. Vì năng lượng của dòng điện cảm ứng là $\mathcal{E} I_c dt$, trong đó $\mathcal{E}$ là suất điện động cảm ứng, nên ta có :

$$\mathcal{E} I_c dt = -I_c d\Phi_m.$$

Từ đó ta suy ra :

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_m}{dt}. \quad (5-1)$$

Đó là biểu thức của suất điện động cảm ứng mà ta phải tìm. Biểu thức ấy nói lên nội dung định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ :

Suất điện động cảm ứng luôn luôn bằng về trị số, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên của từ thông gửi qua diện tích của mạch điện.

Dễ dàng thấy rằng biểu thức ấy thể hiện được đầy đủ những kết luận tổng quát của Faraday về hiện tượng cảm ứng điện từ. Điều này có nghĩa là : định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ được thực nghiệm xác nhận là hoàn toàn đúng đắn.

Thực vậy, như trên ta đã thấy, theo định luật Lenx, công của từ lực tác dụng lên dòng điện cảm ứng bao giờ cũng là công cản. Do đó,

để dịch chuyển mạch điện trong từ trường, ta phải tốn một công bằng về trị số nhưng trái dấu với công cần đó. Chính vì vậy mà có dấu trừ (-) trong biểu thức (5-1). Vậy, *dấu trừ trong (5-1) là biểu hiện về mặt toán học của định luật Lenx.*

Khi áp dụng biểu thức (5-1) để xác định chiều của dòng điện cảm ứng trong một mạch kín, ta phải chọn trong mạch đó một chiều dương và chọn vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ đối với diện tích giới hạn bởi mạch ấy sao cho chiều dương trên mạch là chiều quay thuận xung quanh vectơ đó (vấn hình 5-2). Với cách chọn đó, dòng điện cảm ứng sẽ có chiều là chiều dương trên mạch nếu suất điện động cảm ứng là dương ($\mathcal{E}_c > 0$), và có chiều ngược lại nếu suất điện động cảm ứng là âm ($\mathcal{E}_c < 0$).

Thí dụ : Nếu từ thông gửi qua mạch tăng (trên hình 5-2, ta dịch chuyển mạch kín từ vị trí 2 đến vị trí 1) $d\Phi_m > 0$, $\mathcal{E}_c < 0$ thì dòng điện cảm ứng sẽ có chiều ngược với chiều dương như ở hình vẽ. Rõ ràng là dòng điện cảm ứng này thoả mãn yêu cầu của định luật Lenx.

Như ta đã biết, trong hệ SI, đơn vị của từ thông là vèbe (Wb). Đơn vị này được định nghĩa từ công thức (5-1) như sau : giả sử trong khoảng thời gian Δt , từ thông gửi qua diện tích của mạch điện giảm từ trị số Φ_m về không, theo (5-1) ta có :

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{0 - \Phi_m}{\Delta t} = \frac{\Phi_m}{\Delta t}$$

Từ đó, ta suy ra :

$$\Phi_m = \mathcal{E}_c \cdot \Delta t.$$

Nếu $\Delta t = 1$ giây, $\mathcal{E}_c = 1$ vôn thì :

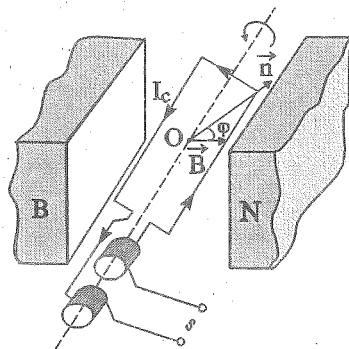
$$\Phi_m = 1 \text{ vôn (V)} \cdot 1 \text{ giây (s)} = 1 \text{ vèbe (Wb)}.$$

Vậy : *Vèbe là từ thông gây ra trong một vòng dây dẫn bao quanh nó một suất điện động cảm ứng 1 vôn khi từ thông đó giảm đều xuống 0 trong thời gian 1 giây.*

4. Nguyên tắc tạo dòng điện xoay chiều

Một ứng dụng quan trọng của hiện tượng cảm ứng điện từ là tạo ra dòng điện xoay chiều. Thực chất của quá trình này là biến đổi cơ năng thành điện năng. Dưới đây ta xét nguyên tắc của quá trình biến đổi đó.

Ta hãy cho một khung dây dẫn gồm một hay nhiều vòng quay trong một từ trường đều ($\vec{B} = \text{const}$) với vận tốc góc không đổi ($\omega = \text{const}$). Như vậy, từ thông gửi qua mặt khung sẽ biến đổi một cách tuần hoàn với chu kì bằng chu kì quay của khung. Trong khung sẽ xuất hiện một dòng điện cảm ứng biến thiên tuần hoàn. Trong quá trình này ta phải tốn công để làm quay khung (vì lực điện từ tác dụng lên dòng điện cảm ứng làm cản trở sự quay của khung) và ta thu được điện năng của dòng điện cảm ứng chạy trong khung đó. Để dẫn dòng điện ra ngoài, người ta nối hai đầu dây của khung với hai hình trụ dẫn, cách điện với nhau, nhưng cùng gắn với trục quay của khung, rồi dùng hai chổi than tì vào hai hình trụ đó để nối khung dây với mạch tiêu thụ ở bên ngoài.



Hình 5-3. Sơ đồ thiết bị tạo nên dòng điện xoay chiều.

Ta hãy tìm biểu thức của suất điện động cảm ứng trong khung dây. Giả sử ban đầu (lúc $t = 0$), pháp tuyến $\vec{n}$ của mặt khung làm với từ trường $\vec{B}$ một góc α . Như vậy, sau thời gian t , góc giữa pháp tuyến $\vec{n}$ và từ trường $\vec{B}$ là $\varphi = \omega t + \alpha$. Khi đó từ thông gửi qua khung là :

$$\Phi_m = nBS \cos(\omega t + \alpha),$$

với n là tổng số vòng dây của khung, S là diện tích của khung.

Theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, suất điện động cảm ứng xuất hiện trong khung là :

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt} = nSB\omega \sin(\omega t + \alpha). \quad (5-2)$$

Nếu đặt $\mathcal{E}_{c\max} = nBS\omega$, ta có :

$$\mathcal{E}_c = \mathcal{E}_{c\max} \sin(\omega t + \alpha).$$

Vậy khi cho khung quay đều trong từ trường đều, ta được một suất điện động xoay chiều hình sin, có chu kì là chu kì quay của khung :

$$T = \frac{2\pi}{\omega}.$$

5. Dòng điện Fucô

Khi ta đặt một khối vật dẫn trong từ trường biến thiên thì trong vật dẫn đó cũng xuất hiện những dòng điện cảm ứng khép kín gọi là dòng điện xoáy hay dòng điện Fucô (h.5-4).

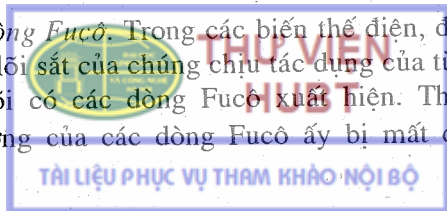
Vì khối vật dẫn có điện trở R nhỏ nên cường độ của các dòng điện Fucô trong vật dẫn

$$I_F = \frac{\mathcal{E}_c}{R}$$

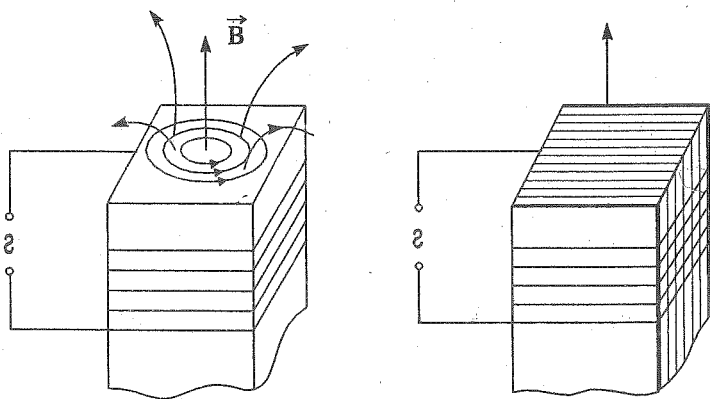
thường khá lớn. Mặt khác, vì suất điện động cảm ứng tỉ lệ thuận với tốc độ biến thiên từ thông, nên nếu vật dẫn được đặt trong từ trường biến đổi càng nhanh (do dòng điện có tần số cao – dòng cao tần – sinh ra) thì cường độ của các dòng Fucô càng mạnh.

Với các đặc điểm ấy, dòng điện Fucô có vai trò quan trọng trong kĩ thuật.

a) *Tác hại của dòng Fucô.* Trong các biến thế điện, động cơ điện, máy phát điện v.v... lõi sắt của chúng chịu tác dụng của từ trường biến đổi, vì vậy trong lõi có các dòng Fucô xuất hiện. Theo hiệu ứng Jun-Lenx, năng lượng của các dòng Fucô ấy bị mất đi dưới dạng



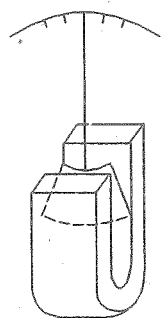
hiệt. Đó là phần năng lượng bị hao phí một cách vô ích, và do đó có tác dụng làm giảm hiệu suất của máy.



Hình 5-4. Dòng điện Fucô. Hình 5-5. Cách làm giảm dòng điện Fucô

Để làm giảm tác dụng có hại này, người ta không dùng cả khối kim loại làm lõi, mà dùng nhiều lá kim loại mỏng sơn cách điện ghép lại với nhau (h.5-5). Như vậy, các dòng Fucô chỉ chạy được trong từng lá mỏng. Vì từng lá một có bề dày nhỏ và do đó có điện trở lớn, nên cường độ của các dòng Fucô chạy trong các lá đó bị giảm đi nhiều so với cường độ của các dòng Fucô chạy trong cả khối kim loại. Kết quả là phần điện năng bị hao phí giảm đi nhiều.

b) *Lợi ích của dòng Fucô.* Trong các máy điện kể trên sự toả nhiệt của dòng Fucô là có hại. Trái lại, trong các *lò điện cảm ứng*, người ta lại sử dụng sự toả nhiệt đó để nấu chảy kim loại, đặc biệt là nấu chảy kim loại trong chân không, để tránh tác dụng oxy hoá của không khí



Hình 5-6. Cách hâm dao động của kim trong một máy đo điện

xung quanh. Muốn vậy, người ta cho kim loại vào trong một cái lò có chỗ để hút không khí bên trong ra. Xung quanh lò, người ta quấn dây điện và cho dòng điện cao tần chạy qua cuộn dây đó. Kết quả là trong khối kim loại xuất hiện những dòng điện Fucô rất mạnh có thể nấu chảy được kim loại.

Dòng điện Fucô còn được dùng để *hãm các dao động*. Thực vậy, muốn hãm dao động của kim trong một máy đo điện chẳng hạn, người ta gắn vào kim đó một đĩa kim loại (đồng hoặc nhôm) và đặt đĩa ấy trong từ trường của một nam châm vĩnh cửu (h.5-6). Khi kim dao động, đĩa kim loại cũng dao động theo. Từ thông qua đĩa thay đổi, làm xuất hiện những dòng điện Fucô. Các dòng điện này vừa xuất hiện thì chịu ngay tác dụng của từ trường do nam châm vĩnh cửu sinh ra. Theo định luật Lenx, tác dụng ấy phải chống lại nguyên nhân sinh ra các dòng Fucô, tức chống lại sự dao động của đĩa kim loại. Kết quả là dao động của kim bị tắt đi nhanh chóng.

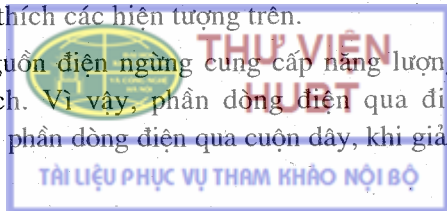
§2. HIỆN TƯỢNG TỰ CẢM

1. Thí nghiệm về hiện tượng tự cảm

Xét một mạch điện như hình 5-7a. Mạch gồm một ống dây điện có lõi sắt và một điện kế mắc song song với ống dây, cả hai lại mắc nối tiếp với một nguồn điện một chiều (bình ắc quy chẳng hạn) và một ngắt điện K. Giả sử ban đầu mạch điện đã đóng kín, kim của điện kế nằm ở một vị trí a nào đó.

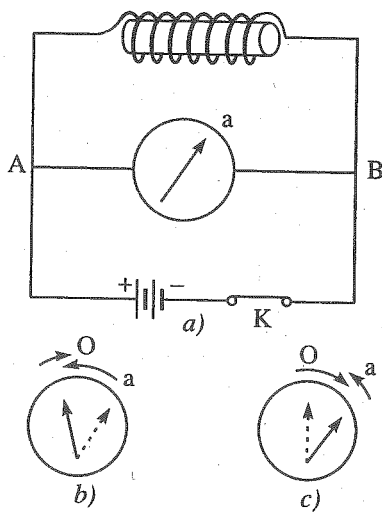
Nếu ngắt mạch điện, ta thấy kim điện kế lệch về quá số không rồi mới quay trở lại số không đó (h.5-7b). Nếu đóng mạch điện, ta thấy kim điện kế vượt lên quá vị trí a lúc này ; rồi mới quay trở lại vị trí đó (h.5-7c). Ta hãy giải thích các hiện tượng trên.

Khi ngắt mạch, nguồn điện ngừng cung cấp năng lượng để duy trì dòng điện trong mạch. Vì vậy, phần dòng điện qua điện kế giảm ngay về không. Nhưng phần dòng điện qua cuộn dây, khi giảm về không,



lại làm cho từ thông gửi qua chính cuộn dây đó giảm xuống. Kết quả là trong cuộn dây xuất hiện một dòng điện cảm ứng cùng chiều với dòng điện ban đầu để chống lại sự giảm của dòng điện này. Dòng điện cảm ứng chạy qua điện kế theo chiều từ B sang A. Và vì vậy, kim điện kế lệch quá về số không rồi mới trở lại số không đó.

Còn khi đóng mạch, dòng điện qua điện kế và cuộn dây đều tăng lên từ giá trị không ; nhưng dòng điện qua ống dây đang tăng ấy lại gây ra trong cuộn dây dòng điện cảm ứng ngược chiều với nó. Dòng điện cảm ứng này một phần rẽ qua điện kế theo chiều từ A sang B, và do đó làm cho kim điện kế vượt quá vị trí a rồi mới trở về vị trí đó.



Hình 5-7. Thí nghiệm về hiện tượng tự cảm : a) sơ đồ mạch điện ; b) sự lệch của kim điện kế khi A ngắt mạch ; c) sự lệch của kim khi đóng mạch.

Thí nghiệm này chứng tỏ : nếu ta làm thay đổi cường độ dòng điện trong một mạch điện để từ thông do chính dòng điện đó gửi qua diện tích của mạch thay đổi, thì trong mạch cũng xuất hiện dòng điện cảm ứng. Vì dòng điện này là do sự cảm ứng của dòng trong mạch sinh ra nên nó được gọi là *dòng điện tự cảm* ; còn hiện tượng nói trên được gọi là *hiện tượng tự cảm*.

Một cách tổng quát khi trong một mạch kín có dòng điện biến đổi theo thời gian thì trong mạch sẽ xuất hiện hiện tượng tự cảm.

2. Suất điện động tự cảm

Suất điện động gây ra dòng điện tự cảm được gọi là suất điện động tự cảm. Theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, biểu thức của suất điện động tự cảm là :

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$\mathcal{E}_{tc} = -\frac{d\Phi_m}{dt},$$

trong đó Φ_m là từ thông do chính dòng điện trong mạch gửi qua diện tích của mạch đó. Dễ dàng thấy rằng từ thông Φ_m tỉ lệ thuận với cảm ứng từ B do dòng điện trong mạch sinh ra, và cảm ứng từ đó lại tỉ lệ thuận với cường độ I của dòng điện trong mạch. Do đó từ thông Φ_m tỉ lệ thuận với cường độ dòng điện I đó :

$$\Phi_m = LI, \quad (5-3)$$

trong đó L là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc hình dạng, kích thước của mạch điện, và phụ thuộc tính chất của môi trường trong đó ta đặt mạch. L được gọi là *độ tự cảm* của mạch điện.

Thay Φ_m từ (5-3) vào biểu thức của $\mathcal{E}_{tc}$, ta có :

$$\mathcal{E}_{tc} = -\frac{d(LI)}{dt}. \quad (5-4)$$

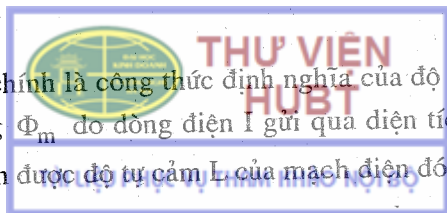
Bình thường, mạch điện đứng yên và không thay đổi hình dạng. Vì vậy, $L = \text{const}$, và do đó :

$$\mathcal{E}_{tc} = -L \frac{dI}{dt}. \quad (5-5)$$

Công thức (5-5) chứng tỏ : Trong mạch điện đứng yên và không thay đổi hình dạng, suất điện động tự cảm luôn luôn tỉ lệ thuận, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên cường độ dòng điện trong mạch. Suất điện động tự cảm luôn luôn trái dấu với tốc độ biến đổi của cường độ dòng điện trong mạch vì nó luôn luôn có tác dụng chống lại sự biến đổi của cường độ dòng điện trong mạch là nguyên nhân đã sinh ra nó.

3. Độ tự cảm

Công thức (5-5) chính là công thức định nghĩa của độ tự cảm. Nếu ta tính được từ thông Φ_m do dòng điện I gửi qua diện tích của mạch điện, thì ta có thể tính được độ tự cảm L của mạch điện đó :



$$L = \frac{\Phi_m}{I} \quad (5-3')$$

Nếu cho $I = 1$ thì $L = \Phi_m$. Vậy :

Độ tự cảm của một mạch điện là đại lượng vật lí về trị số bằng từ thông do chính dòng điện ở trong mạch gửi qua diện tích của mạch, khi dòng điện trong mạch có cường độ bằng một đơn vị.

Định nghĩa này giả thiết rằng mạch điện không chịu ảnh hưởng của các mạch điện khác.

Trong (5-5), nếu L càng lớn thì $\mathcal{E}_{tc}$ càng mạnh, nghĩa là mạch điện có tác dụng chống lại sự biến đổi (tăng hoặc giảm) của dòng điện trong mạch càng nhiều hay nói cách khác "quán tính" của mạch điện càng lớn ; vì vậy, *độ tự cảm của một mạch điện là số đo mức quán tính của mạch đối với sự biến đổi của dòng điện chạy trong mạch đó.*

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của độ tự cảm là *henry*, kí hiệu bằng chữ H. Như ta đã biết, từ thông Φ_m được tính bằng vécbe, cường độ dòng điện I tính bằng ampe, do đó, theo (5-3'), ta có :

$$1H = \frac{1Wb}{1A} = 1 Wb / A.$$

Henry là độ tự cảm của một mạch kín khi dòng điện 1 ampe chạy qua thì sinh ra từ trường đều từ thông 1 vécbe qua mạch đó.

Dưới đây, ta hãy tính độ tự cảm của một ống dây điện thẳng dài vô hạn. Từ trường bên trong ống dây là từ trường đều, cảm ứng từ tại mọi điểm bên trong ống bằng :

$$B = \mu\mu_o \cdot n_o \cdot I = \mu\mu_o \cdot \frac{n}{l} I,$$

với I là cường độ dòng điện chạy trong ống dây, $n_o = \frac{n}{l}$ là số vòng dây chứa trên một đơn vị chiều dài của ống. Nếu gọi S là diện tích của một vòng dây thì từ thông gửi qua cả ống dây gồm n vòng là :

$$\Phi_m = nBS = \mu\mu_0 \cdot \frac{n^2 S}{l} I.$$

Vậy, độ tự cảm của ống dây điện là :

$$L = \frac{\Phi_m}{I} = \frac{\mu\mu_0 n^2 S}{l}. \quad (5-6)$$

Trong kĩ thuật, các ống dây điện thường dùng đều có lõi sắt. Độ thấm từ đối μ của các lõi sắt ấy có thể tới hàng vạn. Tuy nhiên, đơn vị henry đối với các ống dây đó còn khá lớn. Vì vậy, người ta còn dùng các đơn vị ước của henry là milihenry (mH) :

$$1\text{mH} = 10^{-3} \text{H},$$

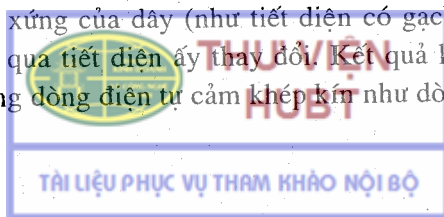
và microhenry (μH) :

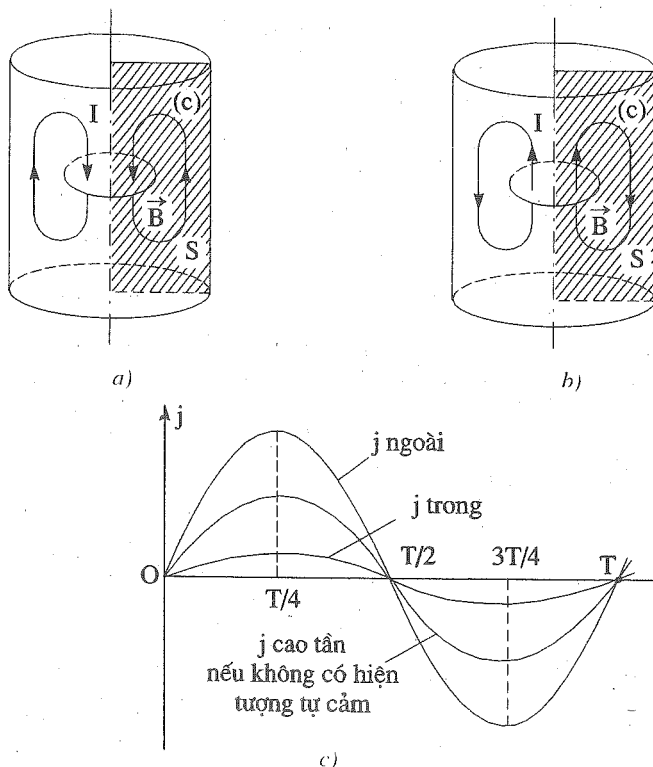
$$1\mu\text{H} = 10^{-6} \text{H}.$$

4. Hiệu ứng bề mặt

Hiện tượng tự cảm không những xảy ra trong một mạch điện, mà còn xảy ra ngay trong lòng một dây dẫn có dòng điện biến đổi chạy qua. Thí nghiệm chứng tỏ : khi dòng điện cao tần chạy qua một dây dẫn thì do hiện tượng tự cảm, dòng điện ấy hầu như không chạy ở trong lòng dây dẫn mà chỉ chạy ở mặt ngoài của nó. Hiệu ứng đó được gọi là hiệu ứng bề mặt. Dưới đây, ta hãy giải thích hiệu ứng này.

Giả sử dòng điện cao tần đang đi từ dưới lên trên (h.5-8). Dòng điện ấy sinh ra trong lòng dây dẫn một từ trường với các đường cảm ứng từ $\vec{B}$ có chiều như trên hình vẽ. Vì dòng điện đang biến đổi, nên từ trường do nó sinh ra cũng biến đổi theo. Do đó nếu xét một tiết diện S bất kì chứa trục đối xứng của dây (như tiết diện có gạch gạch trên hình) thì từ thông gửi qua tiết diện ấy thay đổi. Kết quả là trong tiết diện ấy xuất hiện những dòng điện tự cảm khép kín như dòng điện (C) trên hình.





Hình 5-8. Hiệu ứng bề mặt : a) khi cường độ dòng điện cao tần đang tăng ; b) khi cường độ dòng điện cao tần đang giảm ; c) sự biến đổi của mật độ dòng điện cao tần chạy ở lớp vỏ ngoài và trong ruột của dây dẫn theo thời gian.

Trong $1/4$ chu kỳ đầu, giả sử cường độ dòng điện cao tần I đang tăng (h.5-8a). Từ thông Φ_m do dòng điện đó gửi qua tiết diện S , từ ngoài vào trong, cũng tăng. Theo định luật Lenx, dòng điện tự cảm (C) phải sinh ra từ trường $\vec{B}'$ ngược chiều với từ trường $\vec{B}$ của dòng điện cao tần. Vì vậy, theo quy tắc vận nút chai, nó phải có chiều như trên hình vẽ. Ở bề mặt của dây dẫn, nó cùng chiều với dòng điện cao tần, do đó làm cho phần dòng điện cao tần ở đây tăng nhanh hơn, còn ở trong lòng dây dẫn, nó ngược chiều với dòng điện cao tần, do đó làm cho phần dòng điện cao tần ở đây tăng yếu hơn.

Tiếp đến 1/4 chu kỳ sau, cường độ dòng điện cao tần I giảm xuống (h.5-8b). Bằng lí luận tương tự như trên, ta sẽ thấy dòng điện tự cảm có chiều ngược lại : nó ngược chiều với phần dòng điện cao tần ở bề mặt của dây dẫn, do đó làm cho phần dòng điện này giảm nhiều hơn ; trái lại, nó cùng chiều với phần dòng điện cao tần ở trong ruột của dây, do đó làm cho phần dòng điện này giảm ít hơn.

Tần số dòng điện càng cao (tức dòng điện biến đổi càng nhanh), tác dụng của các dòng điện tự cảm trong dây càng mạnh, phần dòng điện chạy trong ruột của dây càng giảm. Khi tần số của dòng điện khá cao, phần dòng điện chạy trong ruột của dây hầu như bị triệt tiêu : dòng điện cao tần chỉ chạy ở lớp bề mặt rất mỏng của dây dẫn. Thực vậy, lí thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng : với tần số $\nu = 1000$ hec (Hz) ($1 \text{ hec} = 1$ dao động toàn phần trong một giây), dòng điện chỉ chạy ở một lớp bề mặt dày 2mm của dây dẫn ; còn với tần số $\nu = 100.000$ Hz dòng điện chỉ chạy ở một lớp bề mặt dày 0,2 mm. Vì lí do đó, khi dùng dòng điện cao tần, người ta làm các dây dẫn rỗng để tiết kiệm kim loại.

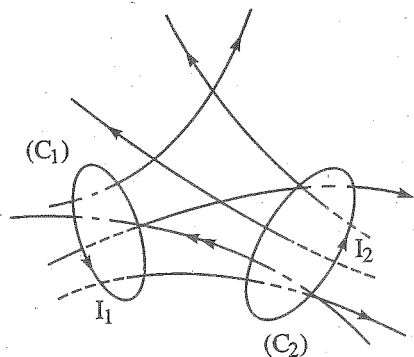
Một ứng dụng quan trọng của hiệu ứng bề mặt là dùng nó để *tôi kim loại ở lớp bề mặt*. Nhiều chi tiết máy như biên, trục máy, bánh răng khứa v.v... cần đạt yêu cầu kĩ thuật là : bề mặt phải thật cứng song bên trong vẫn phải có một độ dẻo thích hợp. Một phương pháp thuận tiện và đơn giản là lợi dụng hiệu ứng bề mặt. Cách làm như sau : cho dòng điện cao tần chạy qua một cuộn dây điện bên trong có đặt chi tiết máy cần tôi. Dòng điện cao tần sinh ra trong chi tiết máy những dòng điện cảm ứng biến đổi với tần số cao. Do hiện tượng tự cảm, những dòng điện này chỉ chạy ở lớp bề mặt của chi tiết máy. Khi lớp bề mặt này đã được nung đỏ đến mức cần thiết, ta nhúng chi tiết vào nước tôi, và như vậy ta được một lớp mặt ngoài cứng còn bên trong chi tiết thì vẫn dẻo.



§3. HIỆN TƯỢNG HỖ CẢM

1. Hiện tượng

Giả sử có hai mạch điện kín (C_1) và (C_2) đặt cạnh nhau trong đó có các dòng điện cường độ I_1 và I_2 chạy qua (h.5-9). Nếu ta làm biến đổi cường độ dòng điện chạy trong các mạch đó thì từ thông do mỗi mạch sinh ra và gửi qua diện tích của mạch kia sẽ thay đổi theo. Kết quả là, trong cả hai mạch đều xuất hiện dòng điện cảm ứng. Hiện tượng đó được gọi là *hiện tượng hồ cảm* và các dòng điện cảm ứng đó được gọi là *các dòng điện hồ cảm*.



Hình 5-9. Hiện tượng hồ cảm giữa hai mạch điện

2. Suất điện động hồ cảm. Độ hồ cảm

Suất điện động gây ra dòng điện hồ cảm được gọi là *suất điện động hồ cảm*. Biểu thức của nó cũng được tính theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, nghĩa là :

$$\mathcal{E}_{hc} = -\frac{d\Phi_m}{dt},$$

với Φ_m là từ thông gửi qua mạch điện (C_1) hoặc (C_2) mà ta xét.

Gọi Φ_{m12} là từ thông do dòng điện I_1 sinh ra và gửi qua diện tích của mạch (C_2) ; Φ_{m21} là từ thông do dòng điện I_2 sinh ra và gửi qua diện tích của mạch (C_1). Để dàng nhận thấy rằng : từ thông Φ_{m12} do dòng điện I_1 sinh ra thì tỉ lệ thuận với I_1 :

$$\Phi_{m12} = M_{12}I_1, \quad (5-7)$$

với M_{12} là một hệ số tỉ lệ, gọi là *độ hồ cảm* của hai mạch (C_1) và (C_2).

Còn từ thông Φ_{m21} do dòng điện I_2 sinh ra thì tỉ lệ thuận với I_2 :

$$\Phi_{m21} = M_{21}I_2, \quad (5-8)$$

trong đó M_{21} là một hệ số tỉ lệ, cũng được gọi là độ hồ cảm của hai mạch (C_2) và (C_1). Hai hệ số hồ cảm M_{21} và M_{12} đều phụ thuộc hình dạng, kích thước, vị trí tương hồ của hai mạch, và phụ thuộc tính chất của môi trường trong đó đặt các mạch.

Người ta đã chứng minh được rằng :

$$M_{21} = M_{12} = M. \quad (5-9)$$

Do đó, suất điện động hồ cảm xuất hiện trong mạch (C_2) là :

$$\mathcal{E}_{hc2} = -\frac{d\Phi_{m12}}{dt} = -M\frac{dI_1}{dt}, \quad (5-10)$$

và suất điện động hồ cảm xuất hiện trong mạch (C_1) là :

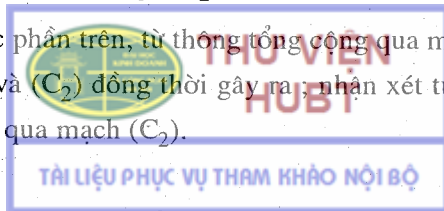
$$\mathcal{E}_{hc1} = -\frac{d\Phi_{m21}}{dt} = -M\frac{dI_2}{dt}. \quad (5-11)$$

So sánh các công thức (5-10), (5-11) với công thức (5-5), ta thấy ngay rằng : độ hồ cảm M có cùng thứ nguyên với độ tự cảm L , và do đó, cũng được tính bằng henry.

3. Hệ mạch điện cảm ứng

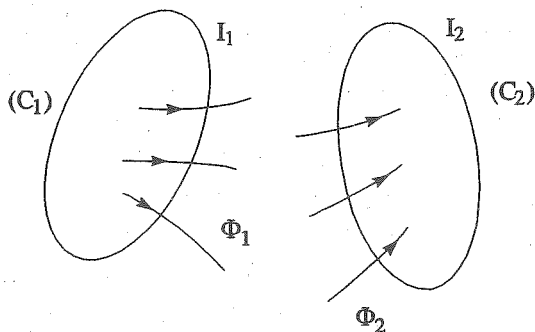
Giả sử có hai mạch điện (C_1) và (C_2) đặt gần nhau trong có những dòng điện cường độ lần lượt bằng I_1 và I_2 .

Theo nhận xét ở các phần trên, từ thông tổng cộng qua mạch (C_1) là do từ trường của (C_1) và (C_2) đồng thời gây ra; nhận xét tương tự đối với từ thông tổng cộng qua mạch (C_2).



Nói cách khác Φ_1 và Φ_2 đều phụ thuộc vào các cường độ dòng điện I_1 và I_2 .

Đối với một mạch điện cô lập giữa từ thông qua mạch Φ_m và cường độ dòng điện I , có liên hệ tuyến tính $\Phi_m = LI$.



Hình 5-10

Vậy giữa các từ thông $\Phi_1 = \Phi_{m1}$, $\Phi_2 = \Phi_{m2}$ và các cường độ dòng điện I_1 , I_2 cũng có những liên hệ tuyến tính được viết dưới dạng

$$\Phi_1 = L_{11}I_1 + L_{12}I_2,$$

$$\Phi_2 = L_{21}I_1 + L_{22}I_2, \quad (5-12a)$$

trong đó L_{11} , L_{22} được gọi là các *độ tự cảm*, còn L_{12} , L_{21} được gọi là các *độ hỗ cảm* (chính là các đại lượng M_{12} , M_{21} ở phần trên). Người ta chứng minh được rằng :

$$L_{11} > 0, \quad L_{22} > 0,$$

$$L_{12} = L_{21}. \quad (5-12b)$$

Nếu I_1 , I_2 biến thiên theo thời gian thì trong các mạch (C_1) , (C_2) xuất hiện những suất điện động cảm ứng với giá trị lần lượt cho bởi :

$$\mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -L_{11}\frac{dI_1}{dt} - L_{12}\frac{dI_2}{dt},$$

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt} - L_{22} \frac{dI_2}{dt}.$$

Các hệ thức (5-12a), (5-12b) dễ dàng mở rộng cho trường hợp n mạch điện cảm ứng.

§4. NĂNG LƯỢNG TỪ TRƯỜNG

1. Năng lượng từ trường của ống dây điện

a) Cho một mạch điện như ở hình vẽ 5-11. Giả sử ban đầu, mạch đã được đóng kín, trong mạch có dòng điện không đổi I . Khi ấy toàn bộ điện năng do nguồn điện sinh ra đều biến thành nhiệt. Điều này là đúng khi trong mạch có dòng điện không đổi, nhưng không đúng trong lúc đóng mạch hoặc ngắt mạch. Thực vậy, khi đóng mạch, dòng điện i tăng dần từ giá trị không đến giá trị ổn định, cực đại I . Trong quá trình ấy, trong mạch xuất hiện dòng điện tự cảm i_c ngược chiều với dòng điện chính i_o do nguồn phát ra, làm cho dòng điện toàn phần ở trong mạch $i = i_o - i_c$ nhỏ hơn i_o (h.5-11b). Kết quả là chỉ có một phần điện năng do nguồn sinh ra là biến thành nhiệt mà thôi. Trái lại, khi ngắt mạch, dòng điện chính giảm đột ngột từ giá trị I về không. Do đó trong mạch xuất hiện dòng điện tự cảm cùng chiều với dòng điện đó, làm cho dòng điện toàn phần trong mạch lớn lên và giảm chậm lại (h.5-11c); nhiệt lượng toả ra trong mạch lúc này lớn hơn năng lượng do nguồn điện sinh ra.

Vậy rõ ràng là, khi đóng mạch, một phần điện năng do nguồn điện sinh ra được tiềm tàng dưới một dạng năng lượng nào đó, để khi ngắt mạch, phần năng lượng này toả ra dưới dạng nhiệt trong mạch. Vì khi đóng mạch, dòng điện trong mạch tăng thì từ trường trong ống dây cũng tăng theo, cho nên phần năng lượng được tiềm tàng đó chính là năng lượng từ trường của ống dây điện.

b) Ta hãy tính phần năng lượng này. Áp dụng định luật Ôm cho mạch điện trong quá trình dòng điện đang được thành lập, ta có :

$$\mathcal{E} + \mathcal{E}_{tc} = Ri, \quad (5-13)$$

trong đó R là điện trở của toàn mạch. Vì : $\mathcal{E}_{tc} = -L \frac{di}{dt}$ nên (5-13) trở thành :

$$\mathcal{E} - L \frac{di}{dt} = Ri,$$

$$\mathcal{E} = Ri + L \frac{di}{dt}.$$

Nhân cả hai vế với idt , ta có :

$$\mathcal{E} idt = Ri^2 dt + Lidi.$$

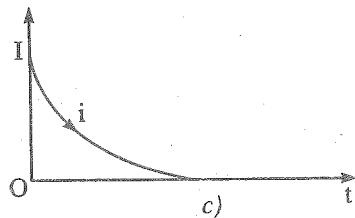
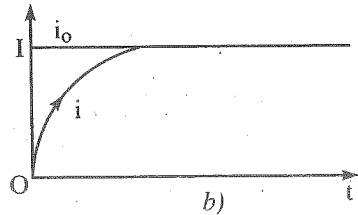
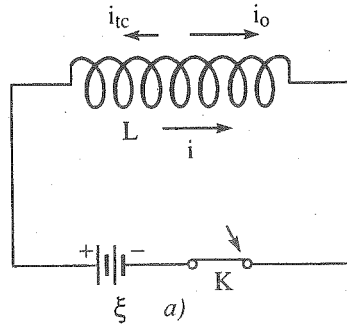
Nhìn phương trình này, ta thấy ở vế trái ($\mathcal{E} idt$) chính là năng lượng do nguồn điện sinh ra trong một khoảng thời gian dt , năng lượng này một phần toả thành nhiệt trong mạch ($Ri^2 dt$), còn một phần được tích trữ dưới dạng năng lượng từ trường : $dW_m = Lidi$.

Vậy, trong cả quá trình thành lập dòng điện, phần năng lượng của nguồn điện được tích trữ dưới dạng năng lượng từ trường là :

$$W_m = \int_0^m dW_m = \int_0^1 Lidi.$$

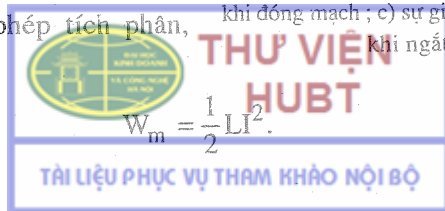
Thực hiện phép tích phân, ta có :

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2.$$



Hình 5-11. Để hiểu sự xuất hiện của năng lượng từ trường của ống dây điện : a) sơ đồ mạch điện và chiều của dòng điện tự cảm khi đóng mạch ; b) sự thành lập của dòng điện khi đóng mạch ; c) sự giảm dần của dòng điện khi ngắt mạch

$$(5-14)$$



2. Năng lượng từ trường

Lí thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng : năng lượng từ trường được phân bố trong khoảng không gian của từ trường. Như ta đã biết, từ trường của ống dây điện thẳng và dài là từ trường đều và có thể coi như chỉ tồn tại trong thể tích của ống dây đó. Nếu gọi $V = IS$ là thể tích của ống dây thì *mật độ năng lượng từ trường* của ống dây điện là :

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\frac{1}{2}LI^2}{V} = \frac{\frac{1}{2}\left(\mu\mu_0 \cdot \frac{n^2S}{l}\right)I^2}{IS} = \frac{1}{2}\mu\mu_0 \frac{n^2}{l^2}I^2.$$

Biết rằng cảm ứng từ B trong ống dây điện là :

$$B = \mu\mu_0 \cdot \frac{n}{l}I.$$

Do đó, ta có :

$$\omega_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0\mu}. \quad (5-15)$$

Người ta chứng minh được rằng công thức (5-15) này cũng áp dụng được cho một từ trường bất kì. Vì vậy, để tính năng lượng của một từ trường bất kì, ta chia không gian của từ trường đó thành những phần thể tích vô cùng nhỏ dV sao cho trong mỗi thể tích ấy, ta có thể coi cảm ứng từ B là đều. Như vậy, năng lượng từ trường trong mỗi thể tích dV ấy là :

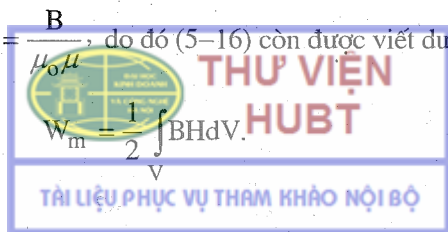
$$dW_m = \omega_m dV = \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0\mu} dV.$$

Do đó năng lượng của một từ trường bất kì bằng :

$$W_m = \int_V dW_m = \int_V \frac{1}{2} \cdot \frac{B^2}{\mu_0\mu} dV, \quad (5-16)$$

trong đó phép tích phân phải được thực hiện cho toàn bộ không gian của từ trường. Theo (5-9), $H = \frac{B}{\mu_0\mu}$, do đó (5-16) còn được viết dưới dạng :

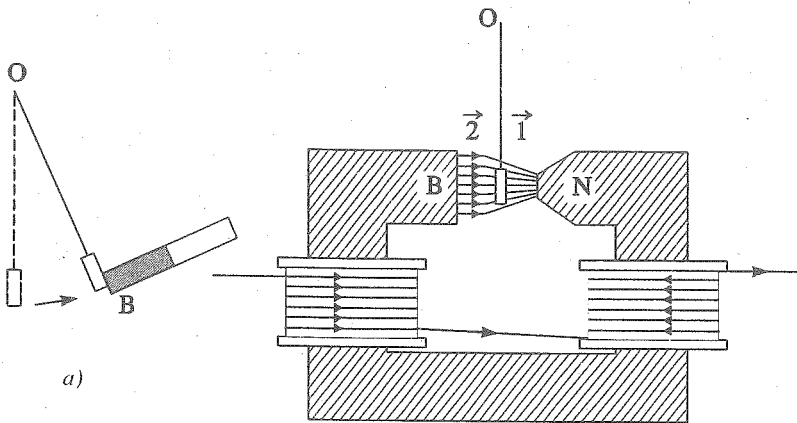
$$W_m = \frac{1}{2} \int_V BH dV. \quad (5-17)$$



Chương 6

VẬT LIỆU TỪ

Thực nghiệm chứng tỏ khi đưa một thỏi sắt lại gần cực của một thanh nam châm, thỏi sắt sẽ bị nam châm hút (h.6-1a). Điều đó có nghĩa là thỏi sắt đã bị từ hoá và trở thành một nam châm.



Hình 6-1. Thử nghiệm về sự từ hoá của các chất.

Nếu treo một thỏi nhôm (Al) vào từ trường không đều của một nam châm điện mạnh, thỏi nhôm cũng bị *hút* về phía có từ trường mạnh, nhưng phải quan sát kĩ mới thấy được (h.6-1b). Như vậy nhôm cũng bị từ hoá giống như sắt, nhưng mức độ từ hoá yếu hơn sắt nhiều lần.

Nếu thay thỏi nhôm bằng một miếng bismut (Bi), ta lại thấy miếng bismut bị *đẩy* ra khỏi nơi có từ trường mạnh (cũng bằng một lực rất yếu). Điều đó chứng tỏ bismut bị từ hoá trái chiều với sắt và nhôm.

Qua nhiều thí nghiệm, người ta đã đi tới kết luận : *mọi chất đặt trong từ trường sẽ bị từ hoá*. Khi đó chúng trở nên có từ tính và sinh ra một từ trường phụ hay từ trường riêng $\vec{B}'$, khiến từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong chất bị từ hoá trở thành :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}', \quad (6-1)$$

trong đó $\vec{B}_0$ là vectơ cảm ứng từ của từ trường ban đầu.

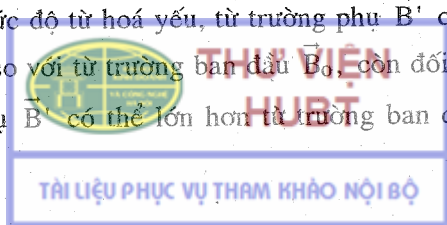
Tùy theo tính chất và mức độ từ hoá, người ta phân biệt ba loại vật liệu từ chính sau đây :

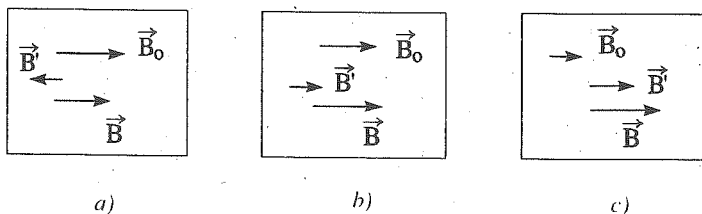
Nghịch từ : Những chất này khi bị từ hoá sẽ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ hướng ngược chiều với từ trường ban đầu $\vec{B}_0$ (h.6-2a). Do đó từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong nghịch từ bé hơn từ trường ban đầu $\vec{B}_0$.

Thuận từ : Đối với các chất này, từ trường phụ $\vec{B}'$ do chúng sinh ra hướng cùng chiều với từ trường ban đầu $\vec{B}_0$. Do đó từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong thuận từ lớn hơn từ trường ban đầu $\vec{B}_0$ (h.6-2b).

Sắt từ : Từ trường phụ $\vec{B}'$ do sắt từ bị từ hoá sinh ra cùng hướng cùng chiều với từ trường ban đầu $\vec{B}_0$.

Tuy nhiên, do mức độ từ hoá yếu, từ trường phụ $\vec{B}'$ của nghịch từ và thuận từ rất nhỏ so với từ trường ban đầu $\vec{B}_0$, còn đối với các chất sắt từ, từ trường phụ $\vec{B}'$ có thể lớn hơn từ trường ban đầu $\vec{B}_0$ hàng chục nghìn lần.





Hình 6-2. Từ trường phụ $\vec{B}'$ và từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong các vật liệu từ :
a) nghịch từ ; b) thuận từ ; c) sắt từ.

Vì mọi chất đặt trong từ trường đều bị từ hoá nên dễ dàng thấy rằng hiện tượng từ hoá phải liên quan đến tính chất từ của các nguyên tử cấu tạo nên các chất đó.

§1. NGUYÊN TỬ TRONG TỪ TRƯỜNG NGOÀI

Như chúng ta đều biết, các chất đều được cấu tạo bởi các nguyên tử, phân tử. Mỗi nguyên tử lại gồm có hạt nhân mang điện dương. Xung quanh có các electron chuyển động. Theo vật lí cổ điển, các electron này chuyển động trên những quỹ đạo khép kín xác định, do đó tương đương với những dòng điện kín rất nhỏ gọi là các *dòng điện nguyên tử*. Những dòng điện nguyên tử này cũng sinh ra từ trường và bị từ trường ngoài tác dụng. Nói một cách khác, các nguyên tử có từ tính. Nghiên cứu từ tính của nguyên tử và tác dụng của từ trường lên các nguyên tử, phân tử của các chất cho phép ta giải thích tính chất từ của các chất đó.

1. Mômen từ và mômen động lượng của nguyên tử

Trước hết ta xét một nguyên tử cô lập chưa đặt trong từ trường ngoài. Để đơn giản, ta coi electron trong nguyên tử chuyển^(*) động

(*) Theo quan điểm cổ điển

trên một quỹ đạo tròn bán kính r , có tâm trùng với hạt nhân nguyên tử (h.6-3). Gọi v và ν lần lượt là vận tốc và tần số quay của êlectron trên quỹ đạo, ta có :

$$\nu = \frac{v}{2\pi r}.$$

Dòng điện tương đương với chuyển động của êlectron có chiều ngược với chiều quay của êlectron và có cường độ (đo bằng điện lượng chuyển qua một điểm nào đó trên quỹ đạo trong một giây)

$$i = e\nu = \frac{e.v}{2\pi r}. \quad (6-2)$$

Dòng điện này có mômen từ $\vec{p}_m$ xác định bởi công thức định nghĩa (4-16) :

$$\vec{p}_m = i\vec{S}, \quad (6-3)$$

trong đó $\vec{S}$ là vectơ diện tích của dòng điện ($S = \pi r^2$).

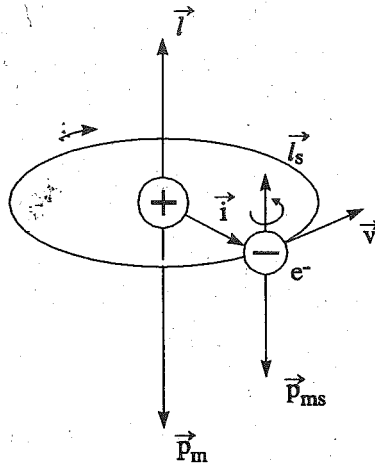
Vectơ $\vec{p}_m$ còn gọi là *mômen từ orbital của êlectron*. Theo

(6-3) và (6-2), $\vec{p}_m$ có phương vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo, có chiều là chiều tiến của cái vặn nút chai khi quay vặn nút chai theo chiều dòng điện i và có độ lớn :

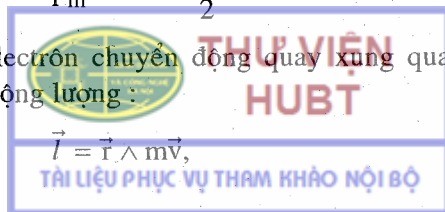
$$p_m = iS = \frac{e.v.r}{2}. \quad (6-3')$$

Mặt khác, mỗi êlectron chuyển động quay xung quanh hạt nhân còn có một mômen động lượng :

$$\vec{l} = \vec{r} \wedge m\vec{v}, \quad (6-4)$$



Hình 6-3. Mômen từ quỹ đạo $\vec{p}_m$ và mômen từ riêng $\vec{p}_{ms}$ của êlectron trong nguyên tử.



$\vec{l}$ còn gọi là *mômen động lượng orbital của electron*. Theo (6-4), $\vec{l}$ có phương vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo, có chiều sao cho $\vec{r}$, $\vec{v}$, $\vec{l}$ theo thứ tự đó hợp thành một tam diện thuận (h.6-3) và có độ lớn :

$$l = r.m.v. \quad (6-4')$$

Từ (6-3), (6-3'), (6-4) và (6-4'), dễ dàng nhận thấy rằng các mômen từ orbital và mômen động lượng orbital có quan hệ chặt chẽ với nhau và luôn luôn hướng ngược chiều nhau.

Tỉ số giữa hai vectơ đó gọi là *tỉ số từ cơ orbital* của electron, được xác định bởi hệ thức :

$$\frac{\vec{p}_m}{\vec{l}} = -\frac{e}{2m}, \quad (6-5)$$

(dấu trừ chỉ rõ $\vec{p}_m$ và $\vec{l}$ luôn luôn ngược chiều nhau). Hệ thức (6-5) được thiết lập đối với quỹ đạo tròn, nhưng người ta chứng minh được rằng nó cũng đúng cho quỹ đạo elip bất kì của electron.

Tuy nhiên, các kết quả thí nghiệm của Anxxtanh – Đơ Haz (1915) và Iôfê–Kapitxa (1917) cho thấy tỉ số từ cơ đo được đối với sắt lại lớn gấp hai lần tỉ số từ cơ tính bởi công thức lí thuyết (6-5). Kết quả này có một tầm quan trọng lớn lao không những đối với việc nghiên cứu những tính chất từ của sắt mà còn đối với sự phát triển của vật lí học.

Khoảng 10 năm sau, sự sai lệch giữa lí thuyết và thực nghiệm trên đây đã được giải thích bằng những kết quả của cơ học lượng tử (sẽ học trong tập III, giáo trình Vật lí đại cương).

Theo cơ học lượng tử, ngoài mômen từ orbital và mômen động lượng orbital (ứng với chuyển động quay quanh hạt nhân), electron còn có mômen từ riêng hay mômen từ spin^(*) $\vec{p}_{ms}$ và mômen cơ riêng

(*) Spin trong tiếng Anh nghĩa là quay. Lúc đầu người ta quan niệm rằng sở dĩ electron có các mômen riêng là vì ngoài chuyển động quay quanh hạt nhân ra, electron còn "tự quay" xung quanh một trục riêng của nó. Ngày nay, khái niệm "tự quay" là hoàn toàn không đúng. Vật lí hiện đại thừa nhận rằng mômen từ riêng và mômen cơ riêng cũng là các thuộc tính của electron tương tự như điện tích và khối lượng của nó.

hay spin $\vec{l}_s$ và tỉ số giữa hai vectơ trên – còn gọi là *tỉ số từ cơ spin* của êlectron, bằng :

$$\frac{\vec{p}_{ms}}{\vec{l}_s} = -\frac{e}{m}, \quad (6-6)$$

tức lớn gấp hai lần tỉ số từ cơ orbital (6-5). Kết quả này phù hợp với thí nghiệm.

Như vậy, mỗi êlectron trong nguyên tử có một mômen từ orbital $\vec{p}_m$, mômen động lượng orbital $\vec{l}$, mômen từ spin $\vec{p}_{ms}$ và mômen cơ riêng hay spin $\vec{l}_s$. Mỗi nguyên tử lại gồm Z êlectron (Z là số thứ tự của nguyên tố đang xét trong bảng tuần hoàn Mendêlêep), do đó mômen từ của cả nguyên tử sẽ bằng :

$$\vec{P}_m = \sum_{\text{đối với cả nguyên tử}} (\vec{p}_m + \vec{p}_{ms}). \quad (6-7)$$

Tương tự, mômen động lượng của cả nguyên tử sẽ bằng

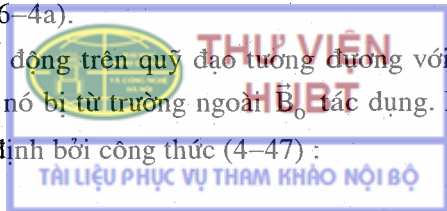
$$\vec{L} = \sum_{\text{đối với cả nguyên tử}} (\vec{l} + \vec{l}_s). \quad (6-8)$$

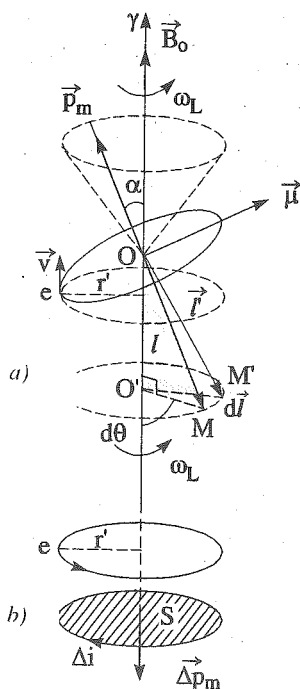
Chú ý : Trên đây, khi tính mômen từ của nguyên tử, chúng ta đã bỏ qua mômen từ của hạt nhân vì mômen từ của các hạt cấu tạo nên hạt nhân chỉ xấp xỉ bằng hai phần nghìn mômen từ của các êlectron.

2. Nguyên tử đặt trong từ trường ngoài. Hiệu ứng nghịch từ

Trước hết ta xét trường hợp nguyên tử có một êlectron. Giả sử nguyên tử được đặt trong từ trường ngoài có cảm ứng từ $\vec{B}_0$ (trong phạm vi nguyên tử, có thể coi là đều), hợp với mặt phẳng quỹ đạo của êlectron một góc α (h.6-4a).

Vì êlectron chuyển động trên quỹ đạo tương đương với dòng điện có mômen từ $\vec{p}_m$ nên nó bị từ trường ngoài $\vec{B}_0$ tác dụng. Mômen lực tác dụng $\vec{\mu}$ được xác định bởi công thức (4-47) :





Hình 6 – 4 Nguyên tử đặt trong từ trường ngoài $\vec{B}_0$

$$\vec{\mu} = \vec{p}_m \wedge \vec{B}_0, \quad (6-9)$$

$\vec{\mu}$ có phương vuông góc với mặt phẳng hợp bởi $\vec{p}_m$ (hoặc $\vec{l}$) và hướng $\vec{B}_0$ của từ trường ngoài (h.6-4), có chiều sao cho $\vec{p}_m$, $\vec{B}_0$, $\vec{\mu}$ theo thứ tự đó hợp thành một tam diện thuận và có độ lớn :

$$\mu = p_m B_0 \sin \alpha. \quad (6-9')$$

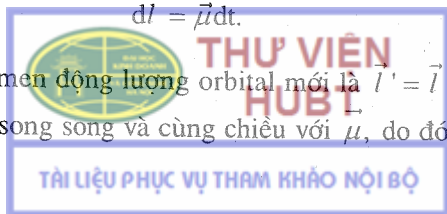
Nhưng electron chuyển động trên quỹ đạo cũng giống như một con quay có trục đối xứng trùng với phương của mômen động lượng orbital $\vec{l}$, do đó, dưới tác dụng của mômen lực $\vec{\mu}$, electron sẽ chịu thêm một chuyển động tuế sai xung quanh phương của từ trường ngoài $\vec{B}_0$ (xem VLĐC, tập I, - Hiệu ứng con quay) ; nghĩa là các vectơ $\vec{p}_m$ và $\vec{l}$ không quay về trùng

với phương của từ trường $\vec{B}_0$ như thường lệ mà lại vẽ các mặt nón tròn xoay có trục trùng với phương của $\vec{B}_0$ vẽ qua tâm của quỹ đạo ; chiều quay ngược với chiều chuyển động của electron như hình vẽ 6-4.

Thực vậy, theo định lí về mômen động lượng (VLĐC tập I), độ biến thiên của mômen động lượng orbital trong khoảng thời gian dt bằng :

$$d\vec{l} = \vec{\mu} dt. \quad (6-10)$$

Khi đó mômen động lượng orbital mới là $\vec{l}' = \vec{l} + d\vec{l}$. Theo (6-10), $d\vec{l}$ luôn luôn song song và cùng chiều với $\vec{\mu}$, do đó, trong thời gian dt ,



$\vec{l}$ chuyển tới $\vec{l}'$ theo hướng của $d\vec{l}$ (vuông góc với mặt phẳng chứa $\vec{l}$ và $\vec{B}_0$) nghĩa là thực hiện chuyển động tuế sai như đã nói ở trên. Ta có thể tính vận tốc góc ω_L của chuyển động tuế sai của electron.

Qua hình vẽ 6-4, ta thấy trong thời gian dt , chuyển động tuế sai đã làm cho mặt phẳng chứa vector $\vec{l}$ quay được một góc

$$d\theta = \widehat{MO'M'} = \frac{\widehat{MM'}}{O'M} = \frac{|d\vec{l}|}{l \sin \alpha}.$$

Thay giá trị của $|d\vec{l}|$ từ (6-9) và (6-10) vào biểu thức của $d\theta$, ta được :

$$d\theta = \frac{p_m B_0 dt}{l},$$

suy ra :

$$\omega_L = \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_m B_0}{l}.$$

Thay tỉ số từ cơ orbital của electron từ (6-5) vào biểu thức trên, ta thu được vận tốc góc của chuyển động tuế sai :

$$\omega_L = \frac{eB_0}{2m}; \quad (6-11)$$

ω_L còn gọi là vận tốc góc Lácmo.

Để dàng thấy rằng vận tốc góc Lácmo không phụ thuộc vào góc nghiêng α của mặt phẳng quỹ đạo so với phương của từ trường ngoài $\vec{B}_0$, nó cũng không phụ thuộc vào bán kính quỹ đạo và vận tốc của electron trên quỹ đạo. Do đó công thức (6-11) đúng cho mọi electron trong nguyên tử.

Tóm lại, khi nguyên tử đặt trong từ trường ngoài $\vec{B}_0$ thì mỗi electron sẽ tham gia một chuyển động phụ chuyển động tuế sai - xung quanh trục Oz (h.6-4) đi qua tâm quỹ đạo và song song với phương của từ trường ngoài với vận tốc góc bằng vận tốc góc Lácmo.

Nếu khoảng cách r' từ electron tới trục Oz là không đổi thì chuyển động phụ đó sẽ là một chuyển động tròn bán kính r' . Chuyển động này tương đương với một dòng điện phụ Δi có chiều như hình vẽ 6-4b và có cường độ :

$$\Delta i = e \nu_L = e \frac{\omega_L}{2\pi},$$

trong đó ν_L là tần số quay của chuyển động phụ của electron. Theo (6-11), ta có :

$$\Delta i = \frac{e^2 B_0}{4\pi m}.$$

Do đó electron sẽ có một mômen từ phụ $\Delta \vec{p}_m$, có chiều như hình vẽ 6-4b và có độ lớn :

$$\Delta p_m = \Delta i \cdot S' = \frac{e^2 B_0 \pi r'^2}{4\pi m}.$$

hay
$$\Delta p_m = \frac{e^2 r'^2 B_0}{4m} \quad (6-12)$$

Thực ra, khi electron chuyển động trên quỹ đạo, r' luôn luôn thay đổi. Vì vậy, trong (6-12) ta phải thay r'^2 bằng giá trị trung bình $\overline{r'^2}$ của nó theo thời gian.

Công thức (6-12) được thiết lập cho trường hợp nguyên tử có electron. Nếu nguyên tử có Z electron với các quỹ đạo bán kính r_i khác nhau thì mômen từ phụ của cả nguyên tử sẽ được xác định bởi :

$$\Delta p_m = \frac{e^2 B_0}{4m} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2}, \quad (6-13)$$

trong đó $\overline{r_i^2}$ là trung bình bình phương khoảng cách từ electron thứ i tới trục Oz.



Đối với vỏ nguyên tử đối xứng cầu, dễ dàng thấy rằng trung bình bình phương toạ độ của electron là bằng nhau :

$$\overline{x^2} = \overline{y^2} = \overline{z^2} = \frac{\overline{r^2}}{3}.$$

Do đó trung bình bình phương khoảng cách từ một electron tới gốc toạ độ (trùng với hạt nhân) bằng :

$$\overline{r^2} = \overline{x^2} + \overline{y^2} = 2\overline{x^2} = \frac{2}{3}\overline{r^2}.$$

Từ đó

$$\sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} = \frac{2}{3} \sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} = \frac{2}{3} Z \overline{r^2},$$

trong đó $\overline{r^2}$ là trung bình bình phương khoảng cách từ electron tới hạt nhân.

Biểu thức (6-13) trở thành :

$$\Delta P_m = \frac{e^2 Z \overline{r^2} B_0}{6m}.$$

Vì mômen từ phụ $\Delta \vec{P}_m$ luôn luôn hướng ngược chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$ nên ta có thể viết :

$$\Delta \vec{P}_m = -\frac{e^2 Z \overline{r^2}}{6m} \cdot \vec{B}_0. \quad (6-14)$$

Ta có thể tóm tắt những kết quả đã trình bày ở trên như sau :

Khi đặt nguyên tử trong từ trường ngoài $\vec{B}_0$, do chuyển động tuế sai của các electron, ngoài mômen từ $\vec{P}_m$, nguyên tử còn có thêm một mômen từ phụ $\Delta \vec{P}_m$ hướng ngược chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$ và được xác định bởi công thức (6-14).

Hiệu ứng trên đây được gọi là hiệu ứng nghịch từ.

§2. NGHỊCH TỪ VÀ THUẬN TỪ

Sự tồn tại của mômen từ nguyên tử (hay phân tử) $\vec{P}_m$ và mômen từ phụ $\Delta\vec{P}_m$ khi nguyên tử đặt trong từ trường ngoài cho phép ta giải thích tính chất từ của các vật liệu từ. Như ta đã biết, khi bị từ hoá, chất nghịch từ sẽ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ hướng ngược chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$, còn chất thuận từ và sắt từ sẽ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ hướng cùng chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$.

Đối với các chất nghịch từ và thuận từ $|\vec{B}'| \ll |\vec{B}_0|$, còn đối với sắt từ $|\vec{B}'| \gg |\vec{B}_0|$.

Ngoài ra, sắt từ còn có nhiều đặc tính khác với nghịch từ và thuận từ. Vì vậy, ta sẽ nghiên cứu riêng sắt từ ở §3.

1. Vectơ từ độ

Để đặc trưng cho mức độ từ hoá của vật liệu từ, người ta dùng một đại lượng vật lý là vectơ từ độ $\vec{J}$. Đó là mômen từ của một đơn vị thể tích của khối vật liệu từ. Gọi $\sum_{\Delta V} \vec{P}_{mi}$ là tổng các vectơ mômen từ nguyên tử chứa trong thể tích ΔV của vật liệu. Khi đó, nếu khối vật liệu từ bị từ hoá đồng đều, thì theo định nghĩa :

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V} \quad (6-15)$$

Nếu khối vật liệu từ bị từ hoá không đồng đều, thì

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{P}_{mi}}{\Delta V}$$

THU VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

(Về mặt vật lí, cần hiểu $\Delta V \rightarrow 0$ nghĩa là cho thể tích ΔV tiến tới một thể tích đủ nhỏ để có thể coi sự từ hoá trong đó là đồng đều, song thể tích đó vẫn phải lớn so với thể tích của mỗi nguyên tử hay phân tử riêng biệt).

Độ lớn J của vectơ từ độ được gọi là *từ độ* của vật liệu từ.

Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong toàn bộ không gian ở đó từ trường khác không có chứa đầy chất nghịch từ và thuận từ đồng nhất, vectơ từ độ $\vec{J}$ tỉ lệ thuận với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_0$. Trong hệ đơn vị SI, $\vec{J}$ có biểu thức :

$$\vec{J} = \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B}_0. \quad (6-16)$$

Nhưng theo (6-9), từ trường ngoài $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$, với $\vec{H}$ là vectơ cường độ từ trường, nên ta cũng có :

$$\vec{J} = \chi_m \vec{H}. \quad (6-17)$$

Trong (6-16) và (6-17), χ_m là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc vào bản chất của vật liệu từ, gọi là *độ từ hoá* của vật liệu từ.

Đối với môi trường không đồng nhất, $\vec{J}$ và $\vec{B}_0$ (hay $\vec{H}$) có thể không tỉ lệ bậc nhất với nhau.

2. Chất nghịch từ trong từ trường ngoài

Như ta đã biết, hiệu ứng nghịch từ có ở mọi nguyên tử đặt trong từ trường ngoài. Do đó tính chất nghịch từ có ở mọi chất. Tuy nhiên, tính chất nghịch từ sẽ thể hiện rõ chủ yếu ở những chất mà khi chưa đặt trong từ trường ngoài, tổng mômen từ nguyên tử (hay phân tử) của chúng bằng không, nghĩa là mọi mômen từ quỹ đạo và mômen từ spin hoàn toàn triệt tiêu lẫn nhau. Đó là những chất như khí hiếm (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn) hoặc các ion (Na^+ , Cl^-) có các lớp electron giống như

khí hiếm. Tính chất nghịch từ cũng thể hiện ở cả một số chất có mômen từ nguyên tử (hay phân tử) khác không, song hiệu ứng nghịch từ chiếm ưu thế so với hiệu ứng thuận từ (sẽ trình bày ở mục sau) như Cu, Ag, Sb, Bi. Ngoài ra, các chất như Pb, Zn, Si, Ge, S, CO₂, H₂O, thủy tinh, và đa số các hợp chất hữu cơ cũng là các chất nghịch từ.

Ta hãy tính độ từ hoá χ_m của các chất nghịch từ. Khi đặt trong từ trường ngoài, trong mỗi nguyên tử đều xuất hiện một mômen từ phụ $\Delta \vec{P}_m$ xác định bởi công thức (6-14) :

$$\Delta \vec{P}_m = -\frac{e^2 Z r^2}{6m} \vec{B}_0. \quad (6-18)$$

Giả sử ta xét một khối nghịch từ đồng nhất đặt trong từ trường đều $\vec{B}_0$. Gọi n_0 là mật độ nguyên tử của nghịch từ. Khi đó, theo định nghĩa (6-15), vector từ độ $\vec{J}$ được xác định bởi

$$\vec{J} = n_0 \Delta \vec{P}_m.$$

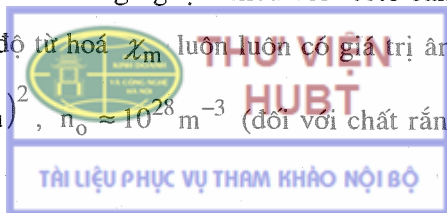
Theo (6-18) :

$$\vec{J} = -\frac{n_0 e^2 Z r^2}{6m} \vec{B}_0. \quad (6-19)$$

So sánh (6-19) với (6-16) ta có

$$\chi_m = -\frac{n_0 e^2 Z r^2 \mu_0}{6m}. \quad (6-20)$$

Biểu thức (6-19) và (6-20) chứng tỏ đối với các chất nghịch từ, vector từ độ luôn luôn hướng ngược chiều với vector cảm ứng từ $\vec{B}_0$ của từ trường ngoài, độ từ hoá χ_m luôn luôn có giá trị âm ($\chi_m < 0$). Nếu lấy $r^2 \approx (10^{-10} \text{ m})^2$, $n_0 \approx 10^{28} \text{ m}^{-3}$ (đối với chất rắn) thì (6-20) cho



$\chi_m \approx -Z.10^{-7}$. Kết quả này khá phù hợp với thực nghiệm. Như vậy, hiệu ứng nghịch từ rất yếu. Trong các chất thuận từ và sắt từ hiệu ứng này không đáng kể.

Biểu thức (6–20) cũng chứng tỏ độ từ hoá của chất nghịch từ không phụ thuộc vào cảm ứng từ B_0 của từ trường ngoài, không phụ thuộc nhiệt độ và tỉ lệ thuận với số thứ tự Z của nguyên tố nghịch từ trong bảng tuần hoàn Mendêlêep. Sự không phụ thuộc của độ từ hoá nghịch từ vào nhiệt độ là do chuyển động nhiệt hầu như không ảnh hưởng tới chuyển động của electron trong nguyên tử (chuyển động tuế sai chẳng hạn).

Độ từ hoá của một số chất nghịch từ được ghi trong bảng I.

3. Chất thuận từ trong từ trường ngoài

Khác với nghịch từ, chất thuận từ khi bị từ hoá sẽ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ hướng cùng chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$.

Tính chất này thể hiện ở những chất mà khi chưa có từ trường ngoài, mômen từ nguyên tử (hay phân tử) của chúng khác không ($\vec{P}_m \neq 0$). Đó là những chất như các kim loại kiềm (Na, K, v.v...), Al, nitơ oxit (NO), platin (Pt), ôxi, nitơ, không khí, êbônít, các nguyên tố đất hiếm v.v... (trừ Cu, Ag và các chất khác có mômen từ nguyên tử khác không đã nêu ở mục 2).

Khi chưa đặt khối chất thuận từ trong từ trường ngoài, theo lí thuyết Langovin, do chuyển động nhiệt, các mômen từ nguyên tử sắp xếp hoàn toàn hỗn loạn (h.6–5a). Hình chiếu của mômen từ nguyên tử trên một phương $\vec{B}_0$ nào đó bằng :

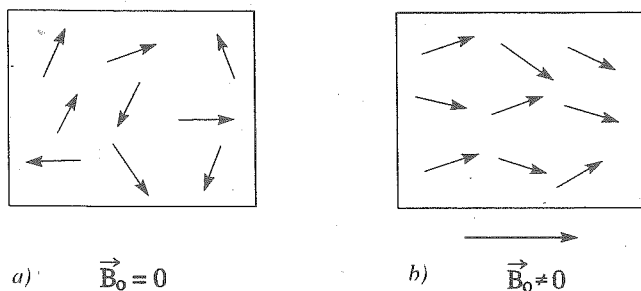
$$P_{mB_0} = P_m \cos \theta,$$

trong đó θ là góc giữa $\vec{P}_m$ và $\vec{B}_0$. Do tính chất hoàn toàn hỗn loạn về hướng của $\vec{P}_m$ nên giá trị trung bình $\cos \theta$ của $\cos \theta$ sẽ bằng không. Khi đó tổng mômen từ của cả khối thuận từ bằng không : khối thuận từ không có từ tính.

Khi đặt khối chất thuận từ trong từ trường ngoài $\vec{B}_0$ các mômen từ nguyên tử có khuynh hướng sắp xếp theo hướng của từ trường ngoài^(*). Tuy nhiên, chuyển động nhiệt lại có khuynh hướng làm cho chúng sắp xếp hỗn loạn. Dưới tác dụng đồng thời của cả hai nguyên nhân trên, các mômen từ nguyên tử sẽ sắp xếp có thứ tự hơn theo hướng của từ trường ngoài $\vec{B}_0$ (h.6-5b). Vì thế $\overline{\cos\theta}$ sẽ khác không (ở đây θ là góc hợp bởi $\vec{P}_m$ và $\vec{B}_0$). Langogvin đã tính được $\overline{\cos\theta} = \frac{P_m B_0}{3kT}$, với k là hằng số Bônzman, T là nhiệt độ tuyệt đối của khối thuận từ. Khi đó giá trị trung bình của hình chiếu của $\vec{P}_m$ trên hướng của từ trường ngoài bằng :

$$\bar{P}_{mB_0} = P_m \overline{\cos\theta} = \frac{P_m^2 B_0}{3kT}$$

Tổng các mômen từ nguyên tử của khối thuận từ sẽ khác không – khối thuận từ đã bị từ hoá. Hiệu ứng trên đây được gọi là *hiệu ứng thuận từ*.



Hình 6-5. Sự sắp xếp của các mômen từ nguyên tử trong chất thuận từ :
a) khi không có từ trường ngoài ; b) khi có từ trường ngoài.

(*) Theo §1, khi đặt nguyên tử trong từ trường ngoài, vectơ mômen từ nguyên tử sẽ thực hiện chuyển động tuế sai xung quanh phương của từ trường ngoài với góc nghiêng không đổi. Điều này chỉ đúng với một nguyên tử cô lập. Trong một khối chất thuận từ, do tương tác giữa các nguyên tử (hay phân tử), góc nghiêng α giảm dần, do đó các mômen từ nguyên tử sẽ có khuynh hướng sắp xếp theo hướng của từ trường ngoài.

Đối với khối thuận từ đồng nhất, mật độ nguyên tử bằng n_o , từ độ J được xác định bởi :

$$J = n_o \bar{P}_{mB_o} = \frac{n_o P_m^2 B_o}{3kT}.$$

Vì $\vec{J}$ và $\vec{B}_o$ luôn luôn cùng chiều, nên ta có thể viết :

$$\vec{J} = \frac{n_o P_m^2 \vec{B}_o}{3kT}. \quad (6-21)$$

So sánh (6-21) với (6-16) ta thu được :

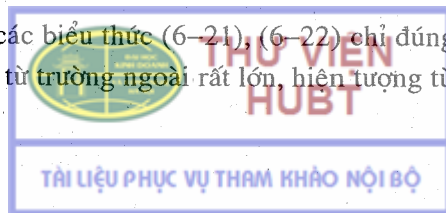
$$\chi_m = \frac{n_o P_m^2 \mu_o}{3kT} = C/T, \quad (6-22)$$

trong đó $C = \frac{n_o P_m^2 \mu_o}{3k}$ là một hằng số phụ thuộc bản chất của chất thuận từ và được gọi là *hằng số Curi*.

Theo (6-22), độ từ hoá của chất thuận từ tỉ lệ nghịch với nhiệt độ tuyệt đối. Đó là định luật được Curi tìm ra bằng thực nghiệm năm 1895 (trước khi có lý thuyết Langovin), gọi là *định luật Curi*.

Giá trị của χ_m tính theo (6-22), trong nhiều trường hợp phù hợp với các số liệu thực nghiệm. Ở nhiệt độ thường χ_m có giá trị nằm trong khoảng từ $10^{-3} \div 10^{-5}$. Như vậy hiệu ứng thuận từ cũng rất yếu. Thực ra trong các chất thuận từ đặt trong từ trường ngoài cũng có hiệu ứng nghịch từ, nhưng nói chung hiệu ứng này rất yếu so với hiệu ứng thuận từ.

Cần chú ý rằng các biểu thức (6-21), (6-22) chỉ đúng khi từ trường không lớn lắm (khi từ trường ngoài rất lớn, hiện tượng từ hoá đạt trạng thái bão hoà).



Bảng I dưới đây cho ta độ từ hoá của một số chất.

Bảng I

Thuận từ	$\chi_m 10^6$	Nghịch từ	$-\chi_m 10^6$
Nitơ	0,013	Hidro	0,063
Không khí	0,38	Nước	9,0
Ôxy	1,9	Đồng	10,3
Êbônít	14	Thuỷ tinh	12,6
Nhôm	23	Thạch anh	15,1
Vônfram	176	Muối ăn	12,6
Platin	360	Bismut	176

4. Từ trường tổng hợp trong chất nghịch từ và thuận từ

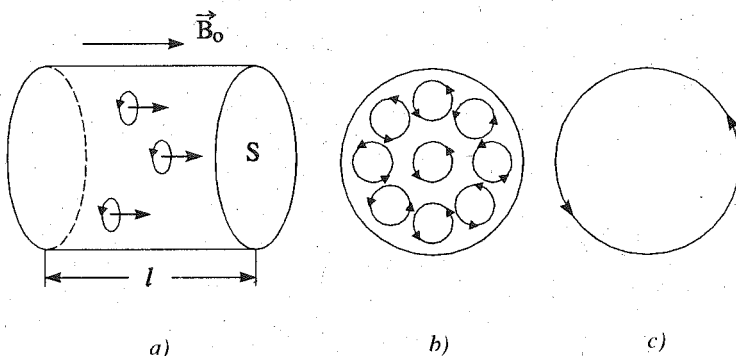
Khi bị từ hoá, vật liệu từ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$. Theo trên, từ trường phụ này do các mômen từ nguyên tử quyết định. Vì vậy, từ định nghĩa (6-15), ta dễ dàng thấy rằng từ trường phụ $\vec{B}'$ có liên hệ với vectơ từ hoá $\vec{J}$.

Để thiết lập mối liên hệ định lượng giữa $\vec{B}'$ và $\vec{J}$ ta xét một khối thuận từ đồng nhất hình trụ tròn dài vô hạn, tiết diện thẳng S đặt trong từ trường đều $\vec{B}_0$ có phương song song với đường sinh của hình trụ (h.6-6a).

Giả sử dưới tác dụng của từ trường ngoài $\vec{B}_0$, các mômen từ nguyên tử $\vec{P}_m$ cuối cùng sẽ nằm dọc theo hướng của $\vec{B}_0$. Khi đó, nếu ứng với mỗi nguyên tử, có một dòng điện nguyên tử tương đương có cùng mômen từ nguyên tử $\vec{P}_m$ thì các dòng điện nguyên tử trong khối thuận từ sẽ sắp xếp sao cho mặt phẳng của chúng vuông góc với $\vec{B}_0$ và chiều của các dòng điện đó là chiều quay thuận xung quanh $\vec{P}_m$.

Xét các dòng điện nguyên tử trong một tiết diện thẳng của hình trụ ta thấy, ở bên trong tiết diện, các dòng điện nguyên tử từng cặp một ngược chiều nhau ; do đó chúng triệt tiêu lẫn nhau (h.6-6b) ; chỉ còn các đoạn dòng điện nằm dọc theo chu vi của tiết diện là cùng chiều với nhau (chiều quay thuận xung quanh $\vec{B}_0$) và tạo thành dòng điện tròn chạy quanh chu vi của tiết diện (h.6-6c).

Như vậy, nếu xét toàn bộ hình trụ thì tất cả các dòng điện nguyên tử trong các tiết diện thẳng khác nhau sẽ tương đương với một dòng điện duy nhất chạy quanh mặt ngoài của hình trụ giống như một ống dây điện thẳng dài vô hạn.



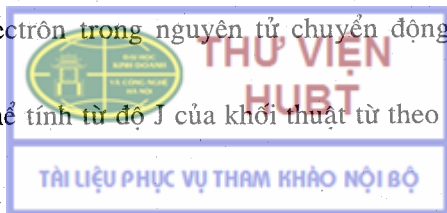
Hình 6-6. Sự sắp xếp dòng điện nguyên tử trong chất thuận từ khi bị từ hoá

Nếu gọi n_0 là số dòng điện tròn trên một đơn vị chiều dài của hình trụ, i là cường độ của các dòng điện đó thì theo công thức (4-37), cảm ứng từ phụ B' do chúng sinh ra trong lòng hình trụ sẽ là :

$$B' = \mu_0 n_0 i, \quad (6-23)$$

(cho $\mu = 1$ vì êlectron trong nguyên tử chuyển động trong chân không).

Mặt khác, ta có thể tính từ độ J của khối thuật từ theo i . Theo định nghĩa (6-15) :



$$J = \frac{\text{mômen từ của một đơn vị chiều dài hình trụ}}{\text{thể tích của một đơn vị chiều dài hình trụ}},$$

$$J = \frac{n_0 i S}{S \cdot l} = n_0 i.$$

So sánh biểu thức trên đây với biểu thức (6-23), ta có

$$\vec{B}' = \mu_0 J.$$

Vì $\vec{B}'$ và $\vec{j}$ có cùng phương chiều (vì cùng phương chiều với $\vec{P}_m$) nên ta có thể viết :

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}. \quad (6-24)$$

Từ đó, từ trường tổng hợp trong hình trụ được xác định bởi :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J},$$

với $\vec{J} = \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B}_0$, ta có : $\vec{B} = \vec{B}_0 + \chi_m \vec{B}_0 = (1 + \chi_m) \vec{B}_0$.

Đặt $1 + \chi_m = \mu$. ta được :

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (6-25)$$

hay

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (6-25')$$

μ chính là *độ từ thẩm tỉ đối* của khối thuận từ. Lí luận trên đây cũng áp dụng được cho chất nghịch từ. Vì vậy ta có thể kết luận :

Vectơ cảm ứng từ tổng hợp trong các vật liệu thuận từ và nghịch từ đồng nhất tỉ lệ với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_0$ trong chân không và bằng μ lần vectơ cảm ứng từ trong chân không (với μ là độ từ thẩm tỉ đối của vật liệu từ).

Theo bảng I, $|\chi_m| \ll 1$, nên đối với các chất thuận từ và nghịch từ $\mu = 1 + \chi_m \approx 1$.



Đối với chất thuận từ $\mu > 1$, còn đối với chất nghịch từ $\mu < 1$.

Trong trường hợp vật liệu từ là bất kì, ta không có một công thức chung nào cho $\vec{B}'$. Dựa vào các dòng điện nguyên tử, ta có thể tính $\vec{B}'$ cho từng bài toán cụ thể. Tại mỗi điểm xác định của môi trường, χ_m và μ có một giá trị tương ứng.

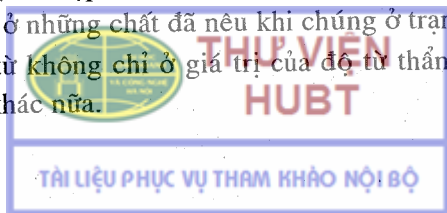
Nếu biết vector cảm ứng từ $\vec{B}$ tại một điểm thì vector cường độ từ trường $\vec{H}$ tại điểm đó cũng được xác định bởi (6-25'), song với μ là độ từ thẩm tỉ đối của môi trường tại điểm đang xét.

§3. SẮT TỪ

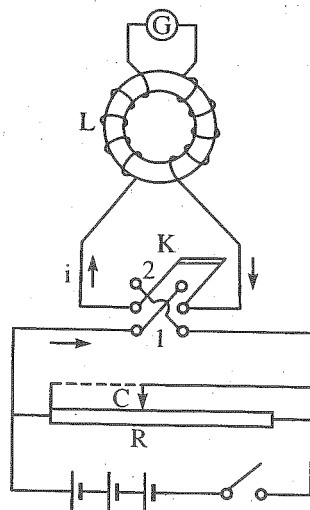
1. Các tính chất của sắt từ

Khác với nghịch từ và thuận từ là những vật liệu từ yếu, sắt từ là một loại vật liệu từ mạnh. Độ từ hoá của sắt từ có thể lớn hơn độ từ hoá của nghịch từ và thuận từ hàng trăm triệu lần. Từ tính mạnh như vậy lần đầu tiên được phát hiện ở các quặng sắt và sắt, sau đó ở nhiều chất khác nên chúng được gọi chung là *sắt từ*.

Các nguyên tố hoá học có tính chất sắt từ là sắt, kền, coban, gadôlini, một số nguyên tố đất hiếm ở nhiệt độ rất thấp v.v... Ngoài ra còn có một số rất lớn chất sắt từ là hợp kim của các nguyên tố sắt từ với nhau, hợp kim của các nguyên tố sắt từ với các nguyên tố không sắt từ (như Fe-Ni, Fe-Ni-Al...) và một số hợp kim của các nguyên tố không sắt từ với nhau (như hợp kim 61,5% Cu, 23,5% Mn và 15% Al). Tính chất sắt từ chỉ có ở những chất đã nêu khi chúng ở trạng thái tinh thể. Đặc tính của sắt từ không chỉ ở giá trị của độ từ thẩm μ lớn mà còn ở nhiều tính chất khác nữa.



Để nghiên cứu những đặc tính đó, có thể dùng mạch điện có sơ đồ như hình 6-7. Mạch điện gồm có một ống dây hình xoắn L bên trong có lõi sắt từ cần nghiên cứu, một đảo điện kép K để biến đổi chiều dòng điện qua ống dây (do đó biến đổi chiều từ trường gây ra sự từ hoá), một biến trở R để thay đổi cường độ dòng điện (do đó thay đổi cường độ từ trường) trong ống dây. Có thể tính cường độ từ trường theo cường độ dòng điện bằng công thức (4-34). Cảm ứng từ trong lõi sắt từ được xác định nhờ điện kế xung kích G.



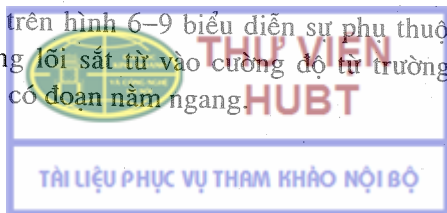
Hình 6-7. Sơ đồ mạch điện nghiên cứu tính chất của sắt từ

Như vậy, với thiết bị trên đây, ta có thể nghiên cứu sự phụ thuộc của B , J , μ vào H . Kết quả cho thấy sắt từ có những đặc tính sau đây :

a) Từ độ J của sắt từ không tỉ lệ thuận với cường độ từ trường H .

Đường cong trên hình 6-8 biểu diễn sự phụ thuộc của từ độ J vào cường độ từ trường ngoài H . Nếu khối sắt từ chưa bị từ hoá lần nào, thì khi $H = 0$, từ độ J cũng bằng không. Lúc đầu J tăng nhanh theo H , sau đó tăng chậm hơn. Khi H tăng tới một giá trị nào đó (khoảng vài trăm ampe/mét), J đạt giá trị cực đại. Nếu tiếp tục tăng H , J cũng không tăng nữa. Ta nói sự từ hoá đã đạt tới trạng thái bão hoà. Đường cong từ hoá vừa mô tả được gọi là đường cong từ hoá cơ bản.

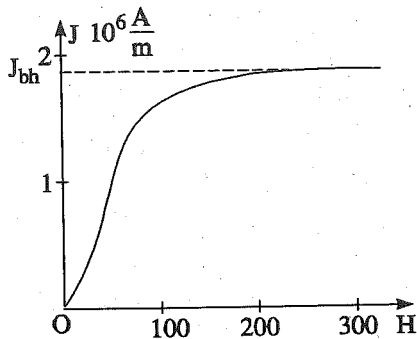
Đường cong trên hình 6-9 biểu diễn sự phụ thuộc của cảm ứng từ tổng hợp B trong lõi sắt từ vào cường độ từ trường ngoài H . Đường cong này không có đoạn nằm ngang



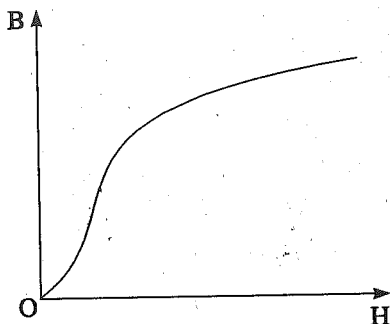
Như ta đã biết :

$$B = B_0 + B' = \mu_0 (H + J).$$

Vì vậy khi J đạt giá trị cực đại (tức khi H tăng, J vẫn không đổi) thì B tăng tuyến tính theo H .



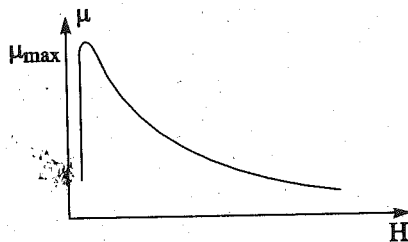
Hình 6-8. Sự phụ thuộc của từ độ J của sắt từ vào cường độ từ trường ngoài H



Hình 6-9. Sự phụ thuộc của B vào H .

b) Độ từ thẩm tỉ đối μ của sắt từ phụ thuộc vào cường độ từ trường ngoài H một cách phức tạp.

Đường cong (6-10) biểu diễn sự phụ thuộc của μ vào H . Khi từ trường ngoài bắt đầu tăng từ giá trị không (H còn nhỏ) thì độ từ thẩm μ tăng nhanh theo H , sau đó đạt giá trị cực đại $\mu_{\max}$. Nếu tiếp tục



Hình 6-10. Sự phụ thuộc của μ vào H .

tăng H thì μ sẽ giảm dần. Khi từ trường ngoài H đã khá mạnh thì μ tiến dần tới đơn vị. Thực vậy khi sự từ hoá đã đạt tới trạng thái bão hoà từ, $J = J_{bh}$ thì dù có tăng H đến giá trị nào, J cũng không tăng nữa, tỉ

(*) Khái niệm độ từ thẩm chỉ dùng cho quá trình từ hoá cơ bản.

số $\frac{J}{H}$ sẽ tiến dần tới không $\left(\frac{J}{H} \rightarrow 0\right)$, do đó độ từ thẩm

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{\mu_0 (H + J)}{\mu_0 H} = 1 + J/H \text{ sẽ tiến tới } 1.$$

Nghiên cứu sự phụ thuộc của μ vào H đối với mỗi vật liệu sắt từ có một ý nghĩa thực tiễn quan trọng như chọn từ trường thích hợp khi luyện nam châm, không dùng các vật liệu sắt từ làm lõi các nam châm điện tạo từ trường mạnh cỡ vài triệu ampe/mét v.v...

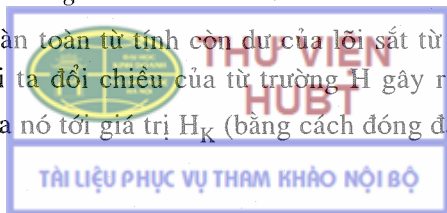
c) Mọi chất sắt từ đều có tính từ dư

Đây là một đặc tính rất quan trọng của sắt. Tính từ dư biểu hiện ở chỗ khi đã cắt bỏ từ trường ngoài rồi (cho $H = 0$), sắt từ vẫn còn giữ được từ tính.

Để nghiên cứu tính từ dư, ta dùng thiết bị đã trình bày ở đầu tiết (h.6-7) và dùng lõi sắt từ chưa bị từ hoá lần nào.

Trước hết đóng đảo điện K về vị trí 1 để dòng điện qua ống dây L theo chiều mũi tên. Sau đó dịch chuyển con chạy C của biến trở R từ đầu trái qua phải để cường độ dòng điện i tăng dần từ giá trị không (tức cường độ từ trường ngoài cũng tăng dần từ giá trị không). Khi H tăng từ không tới $+H_1$ (ứng với từ độ bão hoà J_{bh}), trên đồ thị $B(H)$ (h.6-11), ta thu được đường cong từ hoá cơ bản OA. Tiếp đó, giảm H (bằng cách dịch chuyển con chạy C từ phải qua trái). Khi đó, thực nghiệm chứng tỏ từ trường tổng hợp B giảm theo đường cong AB_d , nằm ở phía trên đường cong AO. Vì vậy khi H đã giảm về không ($H = 0$) từ trường B vẫn còn giữ một giá trị $B_d \neq 0$ nào đó. Cảm ứng từ B_d được gọi là *cảm ứng từ dư*.

Để khử hoàn toàn từ tính còn dư của lõi sắt từ (tức cho B giảm về không), người ta đổi chiều của từ trường H gây ra sự từ hoá và tăng dần độ lớn của nó tới giá trị H_K (bằng cách đóng đảo điện K về vị trí 2

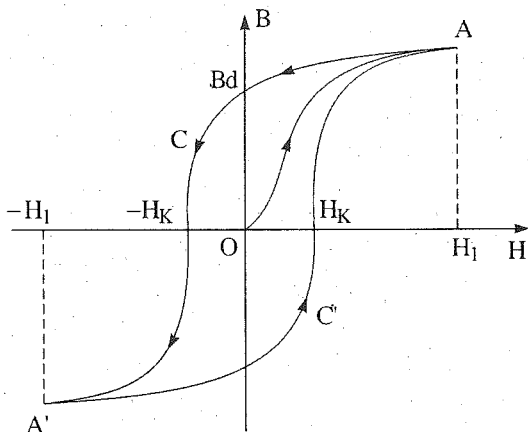


và dịch con chạy C từ trái qua phải). Trên đồ thị, quá trình trên được biểu diễn bởi đoạn $B_dC - H_K$. Như vậy khi $H = -H_K$ thì $B = 0$: từ tính còn dư đã bị khử hoàn toàn. Vì lẽ đó, H_K được gọi là *cường độ từ trường khử từ*.

Nếu tiếp tục tăng độ lớn của H từ $-H_K$ đến $-H_1$, thì lõi sắt lại bị từ hoá theo chiều ngược lại (đường cong $-H_KA'$). Tiếp đó cho H biến thiên từ $-H_1$ về không, rồi từ không tăng đến $+H_1$, ta sẽ thu được đoạn $A'C'A$ trên đồ thị.

Đường cong khép kín $ACA'C'A$ ứng với toàn bộ quá trình từ hoá như trên được gọi là *chu trình từ trễ*.

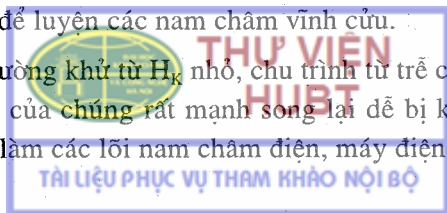
Các đại lượng μ_{max} , B_d và H_K là những đặc trưng cơ bản của sắt từ, B_d và H_K quyết định dạng của chu trình từ trễ. Căn cứ vào đặc điểm của chu trình từ trễ, người ta phân biệt hai loại sắt từ: sắt từ cứng và sắt từ mềm.



Hình 6-11. Chu trình từ trễ.

Sắt từ cứng có từ trường khử từ H_K lớn, chu trình từ trễ của loại này rộng. Từ trường còn dư của chúng vừa mạnh lại vừa bền vững. Vì vậy sắt từ cứng được dùng để luyện các nam châm vĩnh cửu.

Sắt từ mềm có từ trường khử từ H_K nhỏ, chu trình từ trễ của loại này hẹp. Từ trường còn dư của chúng rất mạnh song lại dễ bị khử. Vì vậy sắt từ mềm được dùng làm các lõi nam châm điện, máy điện...



Bảng II a, b dưới đây cho biết các giá trị đặc trưng của một số loại sắt từ.

Bảng IIa

Sắt từ cứng	Từ cảm khử từ $B_k = \mu_0 H_k$	Cảm ứng từ dư Bd
– Manhêtit (FeO , Fe_2O_3)	5.10^{-3} T	0,6T
– Thép thường (1% C)	$(4 \div 6).10^{-3} \text{ T}$	$(0,9 \div 0,7) \text{ T}$
– Thép crôm (3% Cr, 1% C)	$(6 \div 8).10^{-3} \text{ T}$	$(1,05 \div 0,85) \text{ T}$
– Thép vônfram (6% W, 1% C)	$(6 \div 8).10^{-3} \text{ T}$	$(1,15 \div 0,95) \text{ T}$
– Thép côban (15–30% Co, 5% W, 5% Cr, 1% Mo)	$(2 \div 3).10^{-3} \text{ T}$	$(0,9 \div 0,8) \text{ T}$

d) Nhiệt độ Curi

Thực nghiệm cũng chứng tỏ khi nung nóng khối sắt từ thì cảm ứng từ dư của nó giảm. Tới một nhiệt độ xác định T_c nào đó, gọi là **nhật độ Curi** (hay điểm Curi), tính từ dư của sắt từ mất hẳn. Quá nhiệt độ Curi, các vật liệu sắt từ đặt trong từ trường ngoài sẽ trở thành chất thuận từ. Khi đó, không những các tính chất đặc trưng của sắt từ mất đi mà một số tính chất vật lí khác của nó cũng thay đổi (chẳng hạn nhiệt dung, độ dẫn điện v.v...).

Bảng IIb

Sắt từ mềm	Từ cảm khử từ	Cảm ứng từ dư	$\mu_{\max}$
– Sắt tinh khiết, sau khi luyện trong hydro	$0,025.10^{-4} \text{ T}$	0,2T	280.000
– Sắt non	$0,5.10^{-4} \text{ T}$	0,84T	8.000
– Sắt silic dùng trong biến thế điện (1% Si)	$0,7.10^{-4} \text{ T}$	1,5T	10.000
– Sắt silic dùng trong biến thế điện (4% Si)	$0,35.10^{-4} \text{ T}$	0,5T	15.000
– Pecmaloi (78% Ni, 22% Fe)	$0,06.10^{-4} \text{ T}$	0,5T	80.000

Nếu ta lại làm lạnh sắt từ xuống dưới nhiệt độ Curi của nó, thì những tính chất đặc trưng của sắt từ lại xuất hiện.

Tính từ dư của sắt từ cũng giảm đi khi nó chịu các va chạm. Vì vậy để bảo quản các nam châm vĩnh cửu, cần tránh nung nóng và va chạm.

Dưới đây là nhiệt độ Curi của một số vật liệu sắt từ.

Bảng III

Chất	Nhiệt độ Curi ($^{\circ}\text{C}$)	Chất	Nhiệt độ Curi ($^{\circ}\text{C}$)
Sắt	770	Tuli	-222
Côban	1127	Ecbi	-253
Niken	357	Hợp kim	
Gadôlini	16	Mangan	
Tecbi	-43	50% Bismút	340

e) Hiện tượng từ giảo

Khi bị từ hoá, hình dạng và kích thước của vật sắt từ bị thay đổi. Đó là hiện tượng *từ giảo* được Jun phát hiện lần đầu tiên vào năm 1842. Để đặc trưng định lượng cho hiệu ứng từ giảo, người ta dùng độ biến thiên tương đối kích thước dài của vật $\Delta l/l$. Nói chung, hiệu ứng từ giảo có đối với mọi chất, song rõ nhất đối với sắt từ. Tuy nhiên, ngay đối với sắt từ, hiệu ứng cũng không lớn lắm. Trong từ trường H cỡ 10^5 A/m, độ biến thiên đó vào khoảng $10^{-5} \div 10^{-6}$. Độ lớn và dấu của hiệu ứng từ giảo (dãn hoặc co) phụ thuộc vào bản chất của vật sắt từ, hướng của trục tinh thể so với hướng từ trường và cường độ từ trường. Ở một vài loại sắt từ, dấu của hiệu ứng thay đổi khi chuyển từ từ trường yếu sang từ trường mạnh.

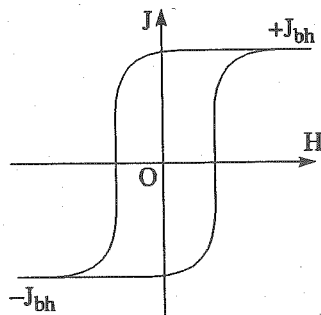
Người ta cũng phát hiện thấy *hiệu ứng từ giảo nghịch*: một biến dạng cơ học của vật có tính từ giảo sẽ gây ra một sự biến đổi trạng thái từ hoá của vật đó.



Hiệu ứng từ giảo được ứng dụng để chế tạo ra các máy phát siêu âm, role, bộ rung, bộ lọc, máy biến đổi, thiết bị ổn định, áp kế v.v... Những máy này có độ chính xác cao và được dùng trong các sơ đồ kiểm tra tự động và điều chỉnh.

f) Ferit

Một thành tựu quan trọng trong những năm gần đây là việc chế tạo và nghiên cứu các chất ferit. Ferit là những chất bán dẫn sắt từ – hợp chất hoá học của oxyt sắt Fe_2O_3 và oxyt của một hoặc một vài kim loại hoá trị hai, có công thức hoá học chung là $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, trong đó Me là một kim loại hoá trị hai như liti (Li), kẽm (Zn), đồng (Cu), niken (Ni), coban (Co), mangan (Mn),



Hình 6-12. Chu trình từ trễ của ferit magiê-mangan.

cadimi (Cd), v.v.... Ferit được chế tạo bằng cách thiêu kết ở nhiệt độ $900 \div 1400^\circ\text{C}$ những mảnh nhỏ oxyt đã trộn thật đều, Ferit cũng có những đặc tính của sắt từ (như độ từ thẩm $\mu \gg 1$, μ phụ thuộc vào từ trường ngoài H, có hiện tượng từ trễ, điểm Curi), song tính ưu việt cơ bản của nó với các sắt từ kim loại là nó có điện trở suất lớn (thí dụ sắt có điện trở suất bằng $8,5 \cdot 10^{-4}$ ôm.m, còn các chất ferit có điện trở suất từ $1 \div 10^7$ ôm.m) nên thực tế ferit không có mất mát năng lượng do các dòng Fucô sinh ra. Do đó ferit được dùng làm lõi của các cuộn dây tự cảm có dòng cao tần chạy qua.

Các ferit magiê-mangan và một số vật liệu khác có chu trình từ trễ gần giống hình chữ nhật (h.6-12), được sử dụng làm các phần tử logic và nhớ trong máy tính điện tử.

Ngày nay, cùng với sự phát triển mạnh mẽ của kỹ thuật cao tần và siêu cao tần, ferit ngày càng được sử dụng rộng rãi (chẳng hạn trong

thông tin nhiều đường, trong vô tuyến định vị, trong máy tính điện tử cực nhanh v.v...).

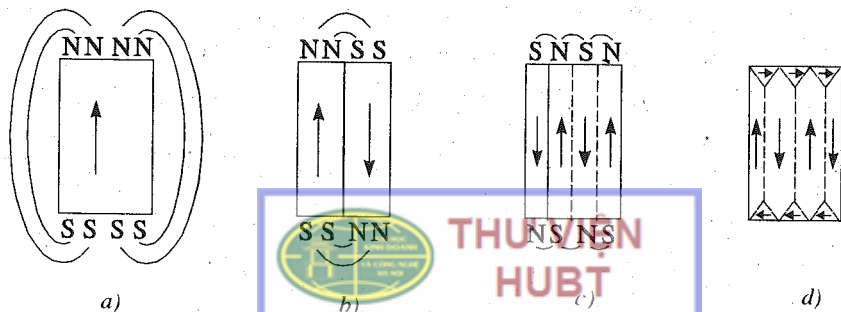
Việc sử dụng ferit còn cho phép rút gọn kích thước và trọng lượng máy móc. Điều này có tầm quan trọng lớn lao đối với kĩ thuật hàng không và kĩ thuật tên lửa.

2. Sơ lược về thuyết miền từ hoá tự nhiên

a) Thuyết miền từ hoá tự nhiên

Các tính chất của sắt từ được giải thích nhờ thuyết Vaix – Landau về cấu tạo đặc biệt của sắt từ gọi là thuyết *miền từ hoá tự nhiên*. Vaix đưa ra giả thuyết về cấu trúc miền của sắt từ năm 1907 và được Lan đạo giải thích bằng lí thuyết năm 1935.

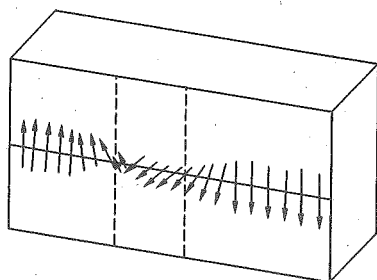
Theo thuyết này, vật sắt từ được cấu tạo bởi vô số các miền nhỏ có kích thước dài cỡ 10^{-6} m. Trong mỗi miền, do tác dụng của một loại lực đặc biệt gọi là *lực tương tác trao đổi*, các mômen từ spin định hướng song song với nhau, tạo thành miền từ hoá đến mức bão hoà (miền từ hoá tự nhiên). Mỗi miền có một mômen từ xác định nhưng mômen từ của các miền khác nhau lại sắp xếp hỗn độn sao cho khi chưa đặt trong từ trường ngoài, mômen từ của toàn bộ vật sắt từ luôn bằng không. Có thể giải thích sự tạo thành các miền trong tinh thể sắt từ bằng nguyên lí năng lượng cực tiểu (xem VLĐC Tập I – Các hàm nhiệt động) : trạng thái của một hệ là cân bằng bền khi năng lượng tự do của hệ cực tiểu.



Hình 6-13. Sự tạo thành các miền từ hoá tự nhiên.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Giả sử toàn bộ tinh thể sắt từ được từ hoá tự phát đến mức bão hoà như hình vẽ 6-13a. Khi đó nó sẽ trở thành một nam châm và sinh ra từ trường với năng lượng xác định. Nhưng nếu cũng tinh thể sắt từ đó được cấu tạo bởi nhiều miền từ hoá tự phát có mômen từ ngược nhau như các hình 6-13b và 6-13c thì rõ ràng năng lượng từ trường



Hình 6-14. Sự quay hướng của mômen từ spin trong vách miền.

của nó sẽ giảm đi (do có sự giảm khoảng không gian của trường). Vì vậy tinh thể sắt từ sẽ chuyển sang trạng thái nhiễm từ với nhiều miền nhỏ có mômen từ bổ chính lẫn nhau. Tuy nhiên lí thuyết và thực nghiệm đã chứng tỏ sự chia nhỏ tinh thể thành các miền có một giới hạn xác định. Cấu trúc miền của tinh thể sắt từ có từ trường khép kín ngay trong tinh thể như hình 6-13d đã được quan sát thấy bằng thực nghiệm.

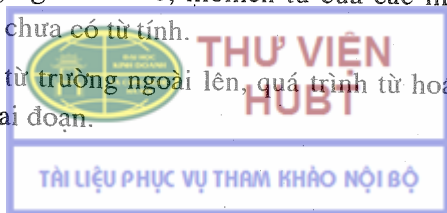
Lớp chuyển tiếp giữa hai miền (mômen từ ngược nhau) gọi là *vách miền*. Trong vách miền, ở phạm vi nguyên tử, các mômen từ spin thay đổi phương dần dần như hình 6-14 chứ không thay đổi phương đột ngột.

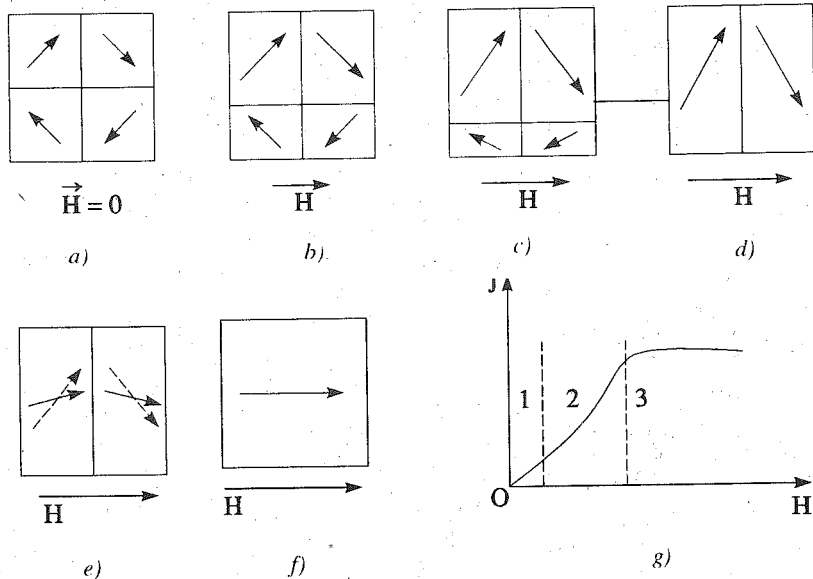
b) Giải thích tính chất của sắt từ

Giả sử khối sắt từ có cấu trúc miền như hình 6-15a được đặt trong từ trường ngoài H .

Khi từ trường ngoài $H = 0$, mômen từ của các miền bổ chính lẫn nhau, khối sắt từ chưa có từ tính.

Khi tăng dần từ trường ngoài lên, quá trình từ hoá của sắt từ được chia thành hai giai đoạn.





Hình 6-15. Giải thích sự từ hoá của sắt từ.

Giai đoạn thứ nhất : Giai đoạn dịch chuyển vách miền.

Khi tăng từ trường ngoài từ giá trị không nhưng nếu từ trường còn rất yếu, thì miền nào có mômen từ hợp với từ trường ngoài một góc nhọn – miền thuận lợi (vì trong từ trường, năng lượng của nó nhỏ hơn) – sẽ được mở rộng, còn miền nào có mômen từ hợp với từ trường ngoài một góc tù – miền không thuận lợi – sẽ bị thu hẹp lại. Dễ dàng thấy rằng mômen từ tổng hợp của khối sắt từ bấy giờ sẽ khác không : khối sắt từ đã bị từ hoá (h.6-15b). Quá trình dịch chuyển vách miền trên đây (từ trường rất yếu) có tính chất *thuận nghịch* (đoạn 1 của đường cong từ hoá trên hình 6-15g).

Nếu tiếp tục tăng từ trường ngoài H , các miền thuận lợi sẽ được mở rộng cho tới khi các miền không thuận lợi mất hẳn, giai đoạn thứ nhất kết thúc (h.6-15c, d). Trong trường hợp này, quá trình dịch chuyển vách miền là *bất thuận nghịch* (đoạn 2 của đường cong từ hoá trên 6-15g).

Qua các hình vẽ 6–15b.c.d ta thấy trong giai đoạn thứ nhất, từ độ của khối sắt từ tăng theo H .

Giai đoạn thứ hai : *Giai đoạn mômen từ quay theo hướng của từ trường ngoài.* Nếu tiếp tục tăng H , mômen từ của khối sắt từ sẽ quay dần dần theo hướng của từ trường ngoài (h.6–15c). Khi H đủ mạnh, thì mômen từ của các miền đều quay tới song song và cùng chiều với từ trường ngoài (h.6–15f) ; sự từ hoá của khối sắt từ đã đạt tới trạng thái bão hoà, từ độ J đạt giá trị cực đại (đoạn 3 của đường cong từ hoá trên hình 6–15g).

Vì quá trình từ hoá là bất thuận nghịch (trừ trường hợp từ trường rất yếu) nên khi giảm từ trường ngoài về giá trị không ($H = 0$) ; mômen từ của các miền từ hoá vẫn giữ lại một sự định hướng nào đó chứ không trở lại trạng thái hỗn độn như lúc ban đầu. Đó chính là nguyên nhân của tính từ dư trong sắt từ.

Nếu nung nóng khối sắt từ tới nhiệt độ Curi thì chuyển động nhiệt của các nguyên tử (hay phân tử) sẽ đủ mạnh để phá hoại sự định hướng song song của các mômen từ spin và làm tan rã hoàn toàn các miền từ hoá tự nhiên : các tính chất của sắt từ sẽ bị mất đi : quá nhiệt độ Curi, sắt từ sẽ trở thành thuận từ.

Chương 7

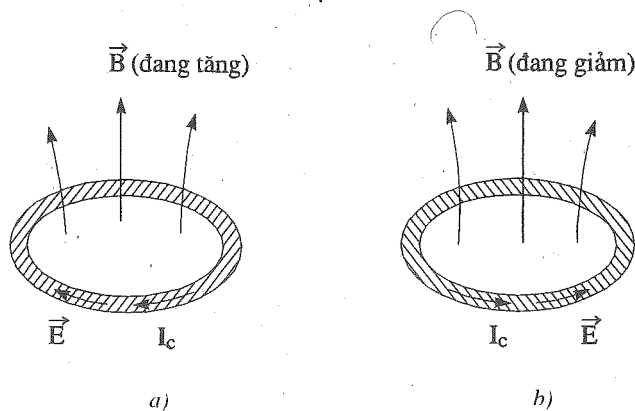
TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Như chúng ta đã biết, dòng điện sinh ra từ trường, và ngược lại, từ trường biến đổi lại sinh ra dòng điện. Như vậy giữa dòng điện và từ trường có mối quan hệ biến đổi tương hỗ rất khăng khít. Đi sâu nghiên cứu mối quan hệ đó, Măcxoen đã phát hiện ra rằng : Không phải chỉ giữa dòng điện và từ trường, mà cơ bản là, giữa điện trường và từ trường có mối quan hệ khăng khít đó. Kết quả nghiên cứu ấy được tổng kết thành hai luận điểm, gọi là luận điểm thứ nhất và luận điểm thứ hai của Măcxoen. Từ đó, Măcxoen đã xây dựng nên lí thuyết về trường điện từ – dạng thống nhất bao gồm cả điện trường và từ trường.

§1. LUẬN ĐIỂM THỨ NHẤT CỦA MĂCXOEN

1. Phát biểu luận điểm

Như chúng ta đã biết, thí nghiệm của Faraday về hiện tượng cảm ứng điện từ chứng tỏ khi ta làm biến đổi từ thông gửi qua một vòng dây khép kín, bằng cách đặt vòng dây ấy trong *một từ trường biến thiên*, trong vòng dây ấy xuất hiện một dòng điện cảm ứng có chiều xác định bởi định luật Lenx : nếu từ thông gửi qua vòng dây dẫn tăng, dòng điện cảm ứng có chiều như trên hình 7-1a ; nếu từ thông gửi qua vòng dây giảm, dòng điện cảm ứng có chiều như trên hình 7-1b.



Hình 7-1. Sự xuất hiện của điện trường xoáy :

- a) khi từ trường đang tăng ;
- b) khi từ trường đang giảm.

Sự xuất hiện của dòng điện cảm ứng chứng tỏ trong dây dẫn đã xuất hiện một điện trường $\vec{E}$, có chiều là chiều của dòng điện cảm ứng đó.

Làm thí nghiệm với nhiều vòng dây dẫn bằng những chất khác nhau, và ở những nhiệt độ khác nhau, Măcxoen đã thấy rằng : Suất điện động cảm ứng – đại lượng đặc trưng của hiện tượng cảm ứng điện từ trong một mạch kín – không phụ thuộc bản chất của dây, và cũng không phụ thuộc nhiệt độ của dây đó. Điều này có nghĩa là, vòng dây dẫn không phải là nguyên nhân sinh ra điện trường, mà chỉ là phương tiện giúp ta phát hiện sự có mặt của điện trường đó. Trong hiện tượng cảm ứng điện từ, nguyên nhân gây ra dòng cảm ứng là sự biến đổi của từ thông gửi qua mạch điện, tức sự biến đổi của từ trường tại nơi đặt mạch. Vậy điện trường gây nên dòng cảm ứng chỉ có thể do từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra.

Rõ ràng điện trường này không thể là điện trường tĩnh vì đường sức của điện trường tĩnh là đường cong hở, công của điện trường tĩnh trong sự dịch chuyển hạt điện theo đường cong kín bằng không (xem chương 1).

Vì vậy, điện trường tĩnh không thể làm cho các hạt điện dịch chuyển theo đường cong kín để tạo thành dòng điện được (vì nếu điện trường tĩnh tạo nên được dòng điện khép kín thì chẳng hoá ra là ta có thể không tốn công mà vẫn sinh ra được năng lượng điện?). Muốn làm cho các hạt điện chuyển động theo đường cong kín để tạo thành dòng điện thì công của điện trường trong sự dịch chuyển hạt điện theo đường cong kín phải khác không :

$$\oint \mathbf{qE} \cdot d\vec{l} \neq 0, \quad (7-1)$$

nghĩa là các đường sức điện trường phải là các đường cong kín. Thực nghiệm đã xác nhận rằng điện trường gây nên dòng điện cảm ứng có những đường sức khép kín. Vì vậy, người ta gọi điện trường này là điện trường xoáy.

Tóm lại, trên cơ sở phân tích như trên, Măcxoen đã phát biểu được một luận điểm tổng quát, gọi là luận điểm thứ nhất của Măcxoen :

Bất kì một từ trường nào biến đổi theo thời gian cũng sinh ra một điện trường xoáy.

2. Phương trình Măcxoen – Faraday

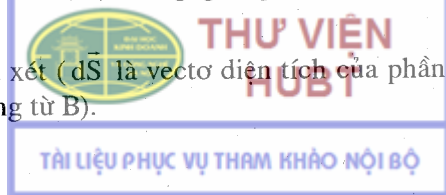
Luận điểm thứ nhất của Măcxoen được biểu diễn một cách định lượng bằng một phương trình, gọi là phương trình Măcxoen – Faraday.

Để thiết lập phương trình này, ta hãy xét một vòng dây dẫn khép kín (C) nằm trong một từ trường $\vec{B}$ đang biến đổi (h.7-2). Theo định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ, suất điện động cảm ứng xuất hiện trong vòng dây đó là :

$$\mathcal{E}_c = - \frac{d\Phi_m}{dt} = - \frac{d}{dt} \left(\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \right), \quad (7-2)$$

trong đó $\Phi_m = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ là từ thông gửi qua diện tích S giới hạn bởi

vòng dây dẫn mà ta xét ($d\vec{S}$ là vectơ diện tích của phần tử bề mặt tại đó ta tính cảm ứng từ $\vec{B}$).



Mặt khác theo định nghĩa của suất điện động, ta có :

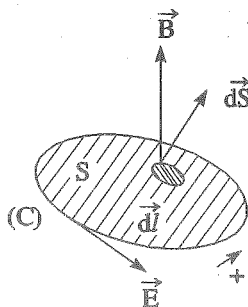
$$\mathcal{E}_c = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l}, \quad (7-3)$$

trong đó $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường xoáy trên đoạn dịch chuyển ds của vòng dây, $d\vec{s}$ là vector biểu thị đoạn dịch chuyển đó. So sánh (7-2) với (7-3), ta được :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}. \quad (7-4)$$

Đó là phương trình Măcxoen-Faraday dưới dạng tích phân mà ta phải tìm. Nội dung của phương trình này là :

Lưu số của vector cường độ điện trường xoáy dọc theo một đường cong kín bất kì thì bằng về giá trị tuyệt đối, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên theo thời gian của từ thông gửi qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó.



Hình 7-2. Để thiết lập phương trình Măcxoen-Faraday.

Ý nghĩa của phương trình là ở chỗ, nó cho phép ta tính được điện trường xoáy $\vec{E}$, nếu biết trước quy luật biến đổi của từ trường theo thời gian.

Trong giải tích vector, người ta chứng minh được rằng :

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{E} \cdot d\vec{S}. \quad (7-5)$$

Mặt khác, ta có :

$$-\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S \left(-\frac{d\vec{B}}{dt} \right) \cdot d\vec{S}$$

**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Như vậy, từ (7-4) và (7-5) ta suy ra :

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{d\vec{B}}{dt}$$

Trong trường hợp tổng quát, vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ có thể không những biến đổi theo thời gian, mà còn biến đổi từ điểm này qua điểm khác : $\vec{B} = \vec{B}(x, y, z, t)$. Nhưng vì chỉ từ trường biến đổi theo thời gian mới sinh ra điện trường xoáy, nên ta phải thay dấu đạo hàm toàn phần theo thời gian $\frac{d}{dt}$ bằng dấu đạo hàm riêng phần theo thời gian $\frac{\partial}{\partial t}$ nghĩa là ta có :

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7-6)$$

Đó là phương trình Măcxoen-Faraday dưới dạng vi phân. Dưới dạng này, nó có thể áp dụng đối với từng điểm một trong không gian có từ trường biến đổi.

§2. LUẬN ĐIỂM THỨ HAI CỦA MĂCXOEN

1. Phát biểu luận điểm

Theo luận điểm thứ nhất của Măcxoen, từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra điện trường xoáy. Vậy ngược lại điện trường biến đổi theo thời gian có thể sinh ra từ trường không ? Để bảo đảm tính đối xứng trong mối liên hệ giữa điện trường và từ trường, Măcxoen đã giải quyết vấn đề này bằng một luận điểm gọi là luận điểm thứ hai của Măcxoen :

Bất kì một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng sinh ra một từ trường (luận điểm này đã được thực nghiệm chứng minh).

Như vậy, nếu theo luận điểm thứ nhất, từ trường có thể sinh ra điện trường thì với luận điểm thứ hai, Măcxoen đã khẳng định rằng, ngược lại, điện trường có thể sinh ra từ trường. Ở đây, cần lưu ý là điện trường

nói chung có thể không đồng đều trong không gian, nghĩa là nó có thể biến đổi từ điểm này sang điểm khác ; nhưng theo luận điểm thứ hai của Măcxoen, sự biến đổi này của điện trường không sinh ra từ trường mà chỉ có sự biến đổi của nó theo thời gian mới sinh ra từ trường.

2. Phương trình Măcxoen – Ampe

Luận điểm thứ hai của Măcxoen được biểu diễn một cách định lượng bởi một phương trình gọi là phương trình Măcxoen-Ampe. Phương trình này sẽ giúp ta tính được từ trường một khi biết được sự biến đổi theo thời gian của điện trường.

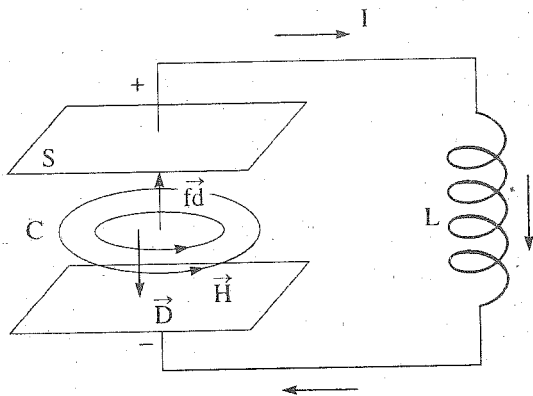
a) *Giả thuyết của Măcxoen về dòng điện dịch* : Theo luận điểm thứ hai của Măcxoen, điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra từ trường. Nhưng, như chúng ta đã biết, dòng điện dẫn (tức dòng các hạt điện chuyển động có hướng) cũng sinh ra từ trường. Do đó, xét về phương diện sinh ra từ trường thì điện trường biến đổi theo thời gian có tác dụng giống như một dòng điện. Dòng điện này Măcxoen gọi là dòng điện dịch. Vậy, ta có định nghĩa :

Dòng điện dịch là dòng điện tương đương với điện trường biến đổi theo thời gian về phương diện sinh ra từ trường.

Để xác định từ trường do điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra, Măcxoen đã đặt một giả thuyết về phương chiều và độ lớn của dòng điện dịch đó. Để tìm hiểu giả thuyết này, ta hãy xét một mạch điện gồm một tụ điện có điện dung C , và một cuộn dây điện có hệ số tự cảm L mắc nối tiếp với nhau (h.7-3 và 7-4).

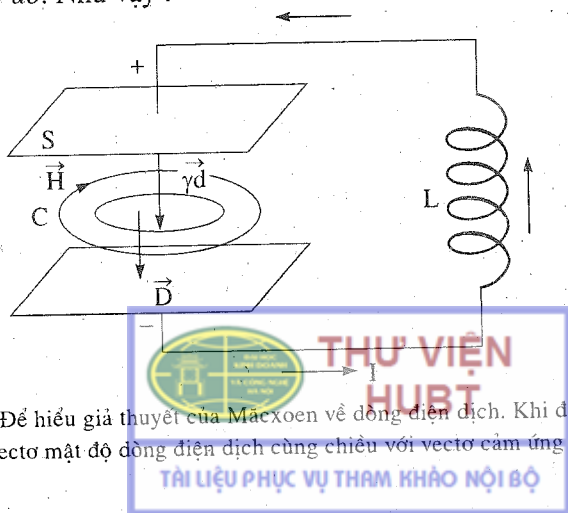
Lúc đầu ta giả sử tụ điện C đang phóng điện (h.7-3). Điện tích của nó trên hai bản của tụ điện đang giảm. Trong mạch có một dòng điện dẫn chạy qua cuộn dây L từ bản dương sang bản âm, còn trong khoảng chân không giữa hai bản đó có một điện trường đang giảm. Vector cảm ứng điện $\vec{D}$ của điện trường này hướng từ bản dương sang bản âm và có độ lớn đang giảm. Sau đó ta lại giả sử tụ điện C đang được nạp điện (h.7-4). Điện tích trên hai bản của nó đang tăng lên. Trong mạch có dòng điện dẫn chạy qua cuộn dây L từ bản âm sang bản dương của tụ

điện còn trong khoảng chân không giữa hai bản đó có điện trường đang tăng. Vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ của điện trường này vẫn hướng từ bản dương sang bản âm nhưng có độ lớn đang tăng.



Hình 7-3. Để hiểu giả thuyết của Măcxoen về dòng điện dịch. Khi điện trường giảm, vectơ mật độ dòng điện dịch ngược chiều với vectơ cảm ứng điện.

Theo Măcxoen điện trường biến đổi giữa hai bản của tụ điện sinh ra từ trường giống như một dòng điện (dòng điện dịch) chạy qua toàn bộ không gian giữa hai bản của tụ điện, có chiều là chiều của dòng điện dẫn trong mạch, và có cường độ bằng cường độ dòng điện dẫn trong mạch đó. Như vậy :



Hình 7-4. Để hiểu giả thuyết của Măcxoen về dòng điện dịch. Khi điện trường tăng vectơ mật độ dòng điện dịch cùng chiều với vectơ cảm ứng điện.

– Khi tụ điện phóng điện (h.7-3), vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ đang giảm thì dòng điện dịch chạy từ bản âm sang bản dương, ngược với chiều của vectơ $\vec{D}$ ấy. Còn khi tụ điện đang được nạp điện (h.7-4), vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ đang tăng thì dòng điện dịch chạy từ bản dương sang bản âm, cùng chiều với vectơ $\vec{D}$ ấy.

– Nếu gọi I_d là cường độ dòng điện dịch chạy giữa hai bản tụ điện, S là diện tích của mỗi bản thì mật độ dòng điện dịch giữa hai bản đó là :

$$j_d = \frac{I_d}{S} = \frac{I}{S}, \quad (7-7)$$

với I là cường độ dòng điện dẫn chạy trong mạch. Nếu trong khoảng thời gian dt , điện tích trên bản dương của tụ điện tăng một lượng là dq thì cường độ dòng điện dẫn I trong mạch bằng :

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Do đó, ta có :

$$j_d = \frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt}, \quad (7-8)$$

với $\sigma = \frac{q}{S}$ là mật độ điện tích trên bản dương của tụ điện. Trong chương 1, chúng ta đã chứng minh được rằng :

$$D = \sigma.$$

Thay giá trị của D vào (7-8), ta được :

$$j_d = \frac{dD}{dt}. \quad (7-9)$$

Dưới dạng vectơ, ta có thể viết :

$$\vec{j}_d = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (7-10)$$

Biểu thức (7-10) chứng tỏ : *Vector mật độ dòng điện dịch bằng tốc độ biến thiên theo thời gian của vector cảm ứng điện*. Như vậy, khi $\vec{D}$ tăng, $\vec{j}_d$ cùng chiều với $\vec{D}$; còn khi $\vec{D}$ giảm, $\vec{j}_d$ ngược chiều với $\vec{D}$. Điều này hoàn toàn phù hợp với giả thuyết về chiều của dòng điện dịch đã nêu ở trên.

Trong trường hợp tổng quát, vector cảm ứng điện $\vec{D}$ có thể biến đổi từ điểm này sang điểm khác và biến đổi theo thời gian : $\vec{D} = \vec{D}(x, y, z, t)$. Nhưng chỉ có điện trường biến đổi theo thời gian mới sinh ra từ trường, nên ta phải dùng dấu đạo hàm riêng $\partial/\partial t$ thay cho dấu đạo hàm toàn phần $\frac{d}{dt}$. Khi đó (7-10) trở thành :

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (7-11)$$

Mở rộng giả thuyết đã nêu ở trên về dòng điện dịch cho trường hợp một điện trường bất kì, Mắcxoen đi tới giả thuyết tổng quát sau đây :

Xét về phương diện sinh ra từ trường thì bất kì một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng giống như một dòng điện, gọi là dòng điện dịch có vector mật độ dòng bằng $\vec{j}_d = \partial \vec{D} / \partial t$, trong đó $\vec{D}$ là vector cảm ứng điện tại điểm mà ta xét.

Phương chiều của từ trường do điện trường biến đổi sinh ra (hay còn gọi là "do dòng điện dịch sinh ra") cũng được xác định theo quy tắc vặn nút chai như đối với dòng điện dẫn, nhưng bây giờ được áp dụng cho dòng điện dịch tức dòng điện tương đương với điện trường biến đổi theo thời gian về phương diện sinh ra từ trường (xem các hình 7-3 và 7-4).

Giả thuyết về dòng điện dịch là một đóng góp lớn và hoàn toàn mới của Mắcxoen cho việc giải quyết mối liên hệ khăng khít giữa điện trường và từ trường. Vì vậy, ở đây chúng ta hãy làm sáng tỏ thêm bản chất của nó.

Như chúng ta đã biết, trong chân không vector cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$; do đó, mật độ dòng điện dịch trong chân không là $\vec{j}_d = \epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t$. Như



vậy, dòng điện dịch trong chân không không có liên quan với bất kỳ một sự dịch chuyển nào của các loại hạt vật chất : dòng điện dịch trong chân không về bản chất chỉ là điện trường biến đổi theo thời gian. Theo luận điểm thứ hai của Măcxoen điện trường biến đổi theo thời gian ở trong chân không vẫn sinh ra từ trường.

Tuy nhiên, trong chất điện môi ở đó vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ gồm hai số hạng : $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e$, với $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong chất điện môi và $\vec{P}_e$ là vectơ phân cực điện môi thì ta có :

$$\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t}. \quad (7-12)$$

Kết quả này có nghĩa là trong chất điện môi, mật độ dòng điện dịch gồm hai thành phần : thành phần thứ nhất là mật độ dòng điện dịch trong chân không $(\epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t)$ và thành phần thứ hai là mật độ dòng điện phân cực $(\partial \vec{P}_e / \partial t)$. Tên gọi của thành phần thứ hai được suy ra từ lập luận sau đây : Nếu xét một diện tích S nào đó trong chất điện môi và gọi σ' là mật độ điện mặt của điện tích liên kết xuất hiện (theo công thức (3-8), $\sigma' = P_{en}$) thì cường độ dòng điện qua S do sự phân cực điện môi gây ra là :

$$I_{pc} = \int_S \vec{j}_{pc} d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \sigma'}{\partial t} dS = \int_S \frac{\partial P_{en}}{\partial t} dS = \int_S \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t} d\vec{S}.$$

Từ đây ta suy ra biểu thức của mật độ dòng điện phân cực là :

$$\vec{j}_{pc} = \frac{\partial \vec{P}_e}{\partial t}. \quad (7-13)$$

Dòng điện phân cực có liên quan tới sự quay của các lưỡng cực phân tử hoặc sự dịch chuyển của các trọng tâm điện tích dương và âm trong các phân tử không phân cực của chất điện môi dưới tác dụng của điện trường ngoài. (Do có sự dịch chuyển của các điện tích như vậy nên Măcxoen đã gọi chung dòng điện tương đương với điện trường biến đổi theo thời gian là dòng điện dịch).

Rõ ràng là dòng điện dịch trong chân không không gây ra sự toả nhiệt Jun-Lenx. Tuy nhiên, dòng điện phân cực (một phần của dòng điện dịch trong chất điện môi) có gây ra toả nhiệt vì sự ma sát xuất hiện trong quá trình chất điện môi bị phân cực.

b) Thiết lập phương trình Măcxoen-Ampe

Theo Măcxoen, từ trường không phải chỉ do dòng điện dẫn sinh ra mà còn do điện trường biến đổi theo thời gian tức dòng điện dịch sinh ra nữa. Vì vậy, Măcxoen đã đưa ra khái niệm dòng điện toàn phần là tổng của dòng điện dẫn và dòng điện dịch. Với khái niệm ấy, ta nói rằng từ trường là do dòng điện toàn phần sinh ra.

Nếu gọi $\vec{j}$ là vectơ mật độ dòng điện dẫn và $\vec{j}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ là vectơ mật độ dòng điện dịch tại cùng một điểm thì vectơ mật độ dòng điện toàn phần tại điểm đó là :

$$\vec{j}_{tp} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (7-14)$$

Bây giờ, ta hãy xét một đường cong bất kì (C) nằm trong miền không gian có cả dòng điện dịch và dòng điện dẫn chạy qua (h.7-5). Định lí Ampe ở chương 4 được mở rộng cho dòng điện toàn phần :

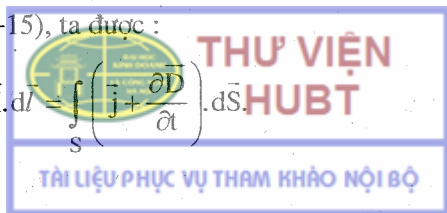
$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{tp}, \quad (7-15)$$

trong đó I_{tp} là cường độ của dòng điện toàn phần chạy qua diện tích S giới hạn bởi đường cong (C). Ta có :

$$I_{tp} = \int_S \vec{j}_{tp} d\vec{S} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}. \quad (7-16)$$

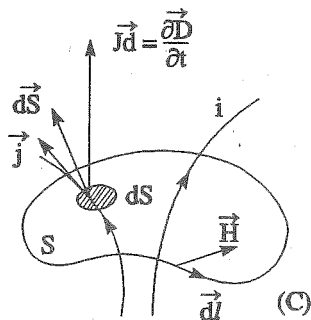
Thay (7-16) vào (7-15), ta được :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}. \quad (7-17)$$



Đó chính là phương trình Măcxoen–Ampe dưới dạng tích phân mà ta phải tìm. Nội dung của phương trình này là :

Lưu số của vector cường độ từ trường dọc theo một đường cong kín bất kì thì bằng cường độ dòng điện toàn phần chạy qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó.



Hình 7-5. Để thiết lập phương trình Măcxoen–Ampe.

Ý nghĩa của phương trình này là ở chỗ, nó cho phép ta tính được từ trường $\vec{H}$ một khi biết sự phân bố dòng điện dẫn và quy luật biến đổi theo thời gian của điện trường tại mọi điểm trong không gian.

Để dàng chứng minh được rằng từ (7-17), ta suy ra :

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (7-18)$$

Đó là dạng vi phân của phương trình Măcxoen–Ampe, áp dụng được đối với từng điểm một trong không gian.

§3. TRƯỜNG ĐIỆN TỪ VÀ HỆ THỐNG CÁC PHƯƠNG TRÌNH MĂCXOEN

Theo các luận điểm của Măcxoen, từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra điện trường xoáy, và ngược lại điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra từ trường. Như vậy, trong không gian, điện trường và từ trường có thể đồng thời tồn tại và có liên hệ chặt chẽ với nhau.

Điện trường và từ trường đồng thời tồn tại trong không gian tạo thành một trường thống nhất gọi là trường điện từ.

Trường điện từ là một dạng vật chất đặc trưng cho tương tác giữa các hạt mang điện.

Trường điện từ có năng lượng. Năng lượng đó định xứ trong khoảng không gian có trường điện từ. Rõ ràng là mật độ năng lượng của trường điện từ bằng tổng mật độ năng lượng của điện trường và từ trường :

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2}(\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2) = \frac{1}{2}(ED + BH). \quad (7-19)$$

Từ đó, ta suy ra năng lượng của trường điện từ là :

$$W = \int_V w dV = \frac{1}{2} \int_V (\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2) dV \quad (7-20)$$

$$\text{hay :} \quad W = \frac{1}{2} \int_V (ED + BH) dV, \quad (7-20')$$

trong đó phải thực hiện phép phân tích phân đối với toàn bộ thể tích V của khoảng không gian có trường điện từ.

Để mô tả trường điện từ, Măcxoen đã nêu ra những phương trình cơ bản sau đây, chúng hợp thành hệ các phương trình Măcxoen về trường điện từ (vì nội dung và ý nghĩa của các phương trình này đã được giới thiệu trong phần đầu của chương này và trong các chương trước, nên ở đây chỉ nhắc lại một cách vắn tắt).

1. Phương trình Măcxoen – Faraday

$$\text{– Dạng tích phân : } \oint_C \vec{E} d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} ; \quad (7-21)$$

$$\text{– Dạng vi phân : } \text{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \quad (7-22)$$

Phương trình này diễn tả luận điểm thứ nhất của Măcxoen về mối liên hệ giữa từ trường biến thiên và điện trường xoáy.

2. Phương trình Măcxoen – Ampe

– Dạng tích phân $\oint_C \vec{H} d\vec{l} = \iint_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} ;$ (7-22a)

– Dạng vi phân : $\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} ;$ (7-22b)

phương trình này diễn tả luận điểm thứ hai của Măcxoen : điện trường biến thiên cũng sinh ra từ trường như dòng điện dẫn.

3. Định lí Ôxt rôgratxki – Gaox đối với điện trường

– Dạng tích phân : $\iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q ;$ (7-23)

– Dạng vi phân $\text{div} \vec{D} = \rho ;$ (7-24)

diễn tả tính không khép kín của các đường sức điện trường tĩnh, các đường sức điện trường tĩnh luôn từ các điện tích dương đi ra và đi vào các điện tích âm. Người ta nói rằng điện trường tĩnh là "trường có nguồn".

4. Định lí Ôxt rôgratxki – Gaox đối với từ trường

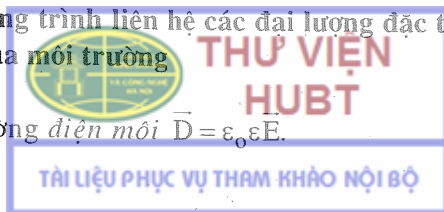
– Dạng tích phân : $\iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 ;$ (7-25)

– Dạng vi phân : $\text{div} \vec{B} = 0 ;$ (7-26)

diễn tả tính khép kín của các đường sức từ : người ta nói từ trường là trường không có nguồn.

5. Các phương trình liên hệ các đại lượng đặc trưng cho trường với tính chất của môi trường

a) Môi trường điện môi $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}.$ (7-27)



$$b) \text{ Môi trường dẫn điện } \vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (7-28)$$

$$c) \text{ Môi trường từ hoá } \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (7-29)$$

Ba phương trình (7-27), (7-28), (7-29) chỉ đúng đối với các môi trường đồng chất và đẳng hướng.

Chú ý rằng trong các phương trình Măcxoen, các đại lượng đặc trưng cho trường đều được xác định tại từng điểm trong không gian và nói chung đều là các đại lượng biến thiên theo thời gian, nói cách khác chúng đều là các hàm của x, y, z và t .

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t); \quad \vec{D} = \vec{D}(x, y, z, t);$$

$$\vec{B} = \vec{B}(x, y, z, t); \quad \vec{H} = \vec{H}(x, y, z, t).$$

Các phương trình Măcxoen bao hàm tất cả các định luật cơ bản về điện và từ. Nói riêng các phương trình của điện trường tĩnh và từ trường không đổi đều là những trường hợp riêng của hệ phương trình Măcxoen.

d) Điện trường tĩnh

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z); \quad \vec{B} = 0;$$

$$\vec{D} = \vec{D}(x, y, z); \quad \vec{H} = 0.$$

Hệ phương trình Măcxoen thành :

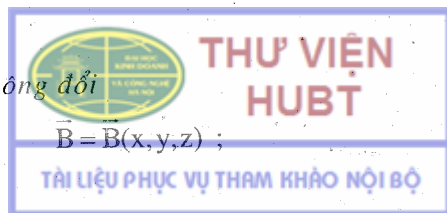
$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \text{ hay } \text{rot} \vec{E} = 0;$$

$$\iiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = q \text{ hay } \text{div} \vec{D} = \rho;$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}.$$

e) Từ trường không đổi

$$\vec{E} = 0; \quad \vec{B} = \vec{B}(x, y, z);$$



$$\vec{D} = 0 ; \quad \vec{H} = \vec{H}(x, y, z).$$

Hệ phương trình Măcxoen thành :

$$\oint_C \vec{H} d\vec{l} = i \text{ hay } \text{rot} \vec{H} = \vec{j} ;$$

$$\iint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \text{ hay } \text{div} \vec{B} = 0 ;$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

g) *Sóng điện từ.* Ta xét một trường hợp riêng thứ ba của điện từ trường : đó là điện từ trường biến thiên theo t trong một môi trường không có điện tích tập trung và không có dòng điện.

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y, z, t) ; \quad \vec{B} = \vec{B}(x, y, z, t) ; \quad \rho = 0 ;$$

$$\vec{D} = \vec{D}(x, y, z, t) ; \quad \vec{H} = \vec{H}(x, y, z, t) ; \quad \vec{j} = 0.$$

Hệ phương trình Măcxoen thành ra (dạng vi phân) :

$$\text{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

$$\text{div} \vec{D} = 0 ; \quad \text{div} \vec{B} = 0 ;$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} ; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

Ở phần sau sẽ chứng minh rằng trong trường hợp này điện từ trường biến thiên có đặc tính là lan truyền trong không gian tạo thành sóng điện từ.

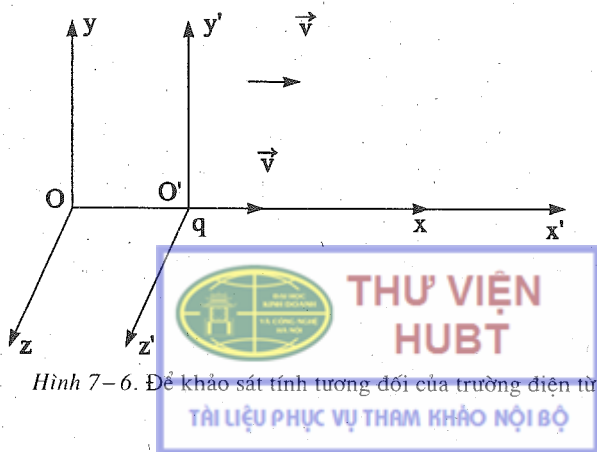
Điều hoàn toàn mới trong lý thuyết của Măcxoen về trường điện từ là giả thuyết của ông về dòng điện dịch. Chính nhờ đó, Măcxoen đã đoán nhận trước được những hiện tượng hoàn toàn mới rất quan trọng, cụ thể là :

1. Măcxoen đã đoán nhận trước được sự tồn tại của sóng điện từ, tức sự lan truyền trong không gian của một trường điện từ biến đổi theo thời gian.

2. Măcxoen đã xây dựng nên thuyết điện từ về ánh sáng theo đó ánh sáng thấy được là những sóng điện từ có bước sóng từ $0,40 \mu\text{m}$ đến $0,75 \mu\text{m}$. Khoảng 20 năm sau khi lí thuyết của Măcxoen ra đời, thí nghiệm của Héc và những phát minh của Pôpốp về sự phát và thu sóng điện từ đã xác nhận sự tồn tại của loại sóng này. Những thí nghiệm về quang học của Iăng, Frêxnen và của Aragô, v.v... đã xác nhận sự đúng đắn của thuyết điện từ về ánh sáng. Như vậy, toàn bộ lí thuyết của Măcxoen về trường điện từ đã thành công rực rỡ.

§4. TÍNH TƯƠNG ĐỐI CỦA TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Như chúng ta đã biết, không gian và thời gian có tính tương đối, nghĩa là kích thước của các vật và khoảng thời gian giữa hai biến cố đo được trong các hệ quy chiếu quán tính khác nhau thì khác nhau. Dưới đây chúng ta sẽ thấy rằng do tính tương đối của không gian và thời gian nên trường điện từ cũng có tính tương đối nghĩa là các tính chất của trường điện từ phụ thuộc hệ quy chiếu quán tính trong đó ta đứng để quan sát chúng.



Hình 7-6. Để khảo sát tính tương đối của trường điện từ.

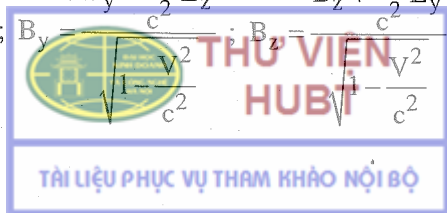
Để khảo sát vấn đề này, chúng ta hãy giả sử có hai hệ quy chiếu quán tính Oxyz' và O'x'y'z' (gọi tắt là hệ O và hệ O') chuyển động thẳng đều với nhau như ở hình 7-6 sao cho hai trục Ox và O'x' trùng phương chiều với nhau, còn các trục Oy và O'y', Oz, và O'z' thì luôn luôn song song với nhau. Gọi $\vec{V}$ là vectơ vận tốc của hệ O' đối với hệ O; như vậy, $-\vec{V}$ sẽ là vận tốc của hệ O đối với hệ O'.

Như chúng ta đều biết, điện tích đứng yên sinh ra điện trường còn điện tích chuyển động thì vừa sinh ra điện trường, vừa sinh ra từ trường. Vì vậy, nếu xét một hạt điện mang điện tích q nằm tại gốc của hệ O' và chuyển động đối với hệ O với cùng một vận tốc $\vec{V}$ như hệ O' thì rõ ràng là khi đứng trong hệ O' ta chỉ quan sát được điện trường do nó sinh ra, nhưng khi đứng trong hệ O ta lại quan sát được cả điện trường và từ trường của nó. Như vậy là trường điện từ có những biểu hiện khác nhau trong những hệ quy chiếu quán tính khác nhau.

Nếu bây giờ ta giả sử rằng trong hệ O' ta quan sát được cả điện trường và từ trường của một trường điện từ nào đó thì nói chung trong hệ O ta cũng quan sát được cả điện trường và từ trường của nó, nhưng các thành phần của các vectơ cường độ điện trường và cường độ từ trường (hay cảm ứng từ) đo được trong hai hệ O và O' là khác nhau. Phép tính của lý thuyết tương đối cho ta các công thức biến đổi các thành phần của vectơ cường độ điện trường và vectơ cảm ứng từ từ hệ quy chiếu O' sang hệ quy chiếu O như sau :

$$E_x = E'_x ; E_y = \frac{E'_y + VB'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; E_z = \frac{E'_z - VB'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; \quad (7-30)$$

$$B_x = B'_x ; B_y = \frac{B'_y - \frac{V}{c^2} E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; B_z = \frac{B'_z + \frac{V}{c^2} E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-31)$$



Các công thức này được gọi là các công thức biến đổi Loren đối với trường điện từ. Muốn có các công thức biến đổi các thành phần của các vectơ cường độ điện trường và cảm ứng từ hệ O sang hệ O' , ta chỉ việc hoán vị các thành phần có dấu phẩy và các thành phần tương ứng không có dấu phẩy với nhau và đổi V thành $-V$. Các công thức (7-30), (7-31) thể hiện định lượng tính tương đối của trường điện từ.

Nhìn các công thức (7-30) và (7-31) chúng ta thấy rõ là :

1) các thành phần của các vectơ cường độ điện trường và cảm ứng từ có tính tương đối, nghĩa là giá trị của chúng trong những hệ quy chiếu quán tính khác nhau thì khác nhau.

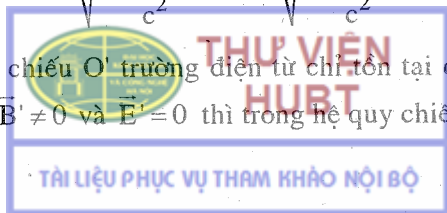
2) khác với các tọa độ không gian, ở đây các thành phần ngang (tức vuông góc với phương chuyển động) của các vectơ $\vec{E}$ và $\vec{B}$ bị biến đổi, còn các thành phần dọc (tức song song với phương chuyển động) của chúng lại không bị thay đổi.

Nếu trong hệ quy chiếu O' trường điện từ chỉ tồn tại dưới dạng điện trường, nghĩa là nếu $\vec{E}' \neq 0$ còn $\vec{B}' = 0$ thì từ (7-30) và (7-31), ta suy ra rằng trong hệ quy chiếu O trường điện từ tồn tại dưới cả hai dạng điện trường và từ trường với các thành phần như sau :

$$E_x = E'_x ; E_y = \frac{E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; E_z = \frac{E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; \quad (7-32)$$

$$B_x = 0 ; B_y = \frac{-\frac{V}{c^2} E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; B_z = \frac{\frac{V}{c^2} E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} . \quad (7-33)$$

Nếu trong hệ quy chiếu O' trường điện từ chỉ tồn tại dưới dạng từ trường, nghĩa là nếu $\vec{B}' \neq 0$ và $\vec{E}' = 0$ thì trong hệ quy chiếu O , ta quan



sát được trường điện từ dưới cả hai dạng điện trường và từ trường với các thành phần là :

$$E_x = 0 ; E_y = \frac{VB_z'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; E_z = \frac{-VB_y'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-34)$$

$$B_x = B_x' ; B_y = \frac{B_y'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} ; B_z = \frac{B_z'}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \quad (7-34a)$$

Trong trường hợp $V \ll c$, ta có thể bỏ qua $\frac{V^2}{c^2}$ ở dưới mẫu số của các công thức (7-30) và (7-31). Khi ấy, ta có các công thức biến đổi Lorent trong phép gần đúng phi tương đối tính như sau :

$$\begin{aligned} E_x &= E_x' ; E_y = E_y' + VB_z' ; E_z = E_z' - VB_y' ; \\ B_x &= B_x' ; B_y = B_y' - \frac{V}{c^2} E_z' ; B_z = B_z' + \frac{V}{c^2} E_y'. \end{aligned} \quad (7-35)$$

Viết gọn các công thức này lại dưới dạng vectơ, ta có :

$$\vec{E} = \vec{E}' - \vec{V} \wedge \vec{B}' ; \quad (7-36)$$

$$\vec{B} = \vec{B}' + \frac{1}{c^2} \vec{V} \wedge \vec{E}'. \quad (7-37)$$

Căn cứ vào các công thức này, ta thấy rằng nếu trong hệ O' chỉ có điện trường ($\vec{E}' \neq 0, \vec{B}' = 0$) thì trong hệ O ta có cả điện trường và từ trường :



**THƯ VIỆN
HƯỚNG**

$\vec{E} = \vec{E}' \text{ và } \vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{V} \wedge \vec{E}'$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

(7-38)

Từ đây, ta suy ra :

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{V} \wedge \vec{E}, \quad (7-39)$$

nghĩa là trong hệ O, các vector cường độ điện trường $\vec{E}$ và cảm ứng từ $\vec{B}$ mà ta quan sát được là vuông góc với nhau. Thí dụ mà ta đã nêu lên trên hình 7-6 chính thuộc trường hợp này.

Nếu trong hệ O' chỉ có từ trường ($\vec{B}' \neq 0, \vec{E}' = 0$) thì trong hệ O ta cũng quan sát được cả từ trường và điện trường :

$$\vec{E} = -\vec{V} \wedge \vec{B}' \text{ và } \vec{B} = \vec{B}'. \quad (7-40)$$

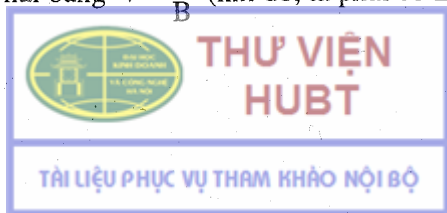
Từ đây, ta suy ra :

$$\vec{E} = -\vec{V} \wedge \vec{B}, \quad (7-41)$$

nghĩa là trong hệ O, hai vector $\vec{E}$ và $\vec{B}$ mà ta quan sát được cũng vuông góc với nhau.

Hai công thức (7-39) và (7-41) vừa thu được còn có ý nghĩa ngược lại là nếu trong hệ quy chiếu quán tính O ta có hai trường $\vec{E}$ và $\vec{B}$ vuông góc với nhau (nhưng không bằng nhau về độ lớn) thì sẽ tồn tại một hệ quy chiếu quán tính O' trong đó ta chỉ thấy có điện trường hoặc từ trường. Vectơ vận tốc $\vec{V}$ của hệ quy chiếu này đối với hệ O nằm theo phương vuông góc với hai vector $\vec{E}$ và $\vec{B}$, và có độ lớn trong trường hợp thứ nhất bằng $V = \frac{c^2 B}{E}$ (như vậy, ta phải có $cB < E$), còn

trong trường hợp thứ hai bằng $V = \frac{E}{B}$ (khi đó, ta phải có $E < cB$).



§5. CHUYỂN ĐỘNG CỦA HẠT ĐIỆN TRONG TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Theo (1-11) một hạt mang điện tích q đặt trong một điện trường, chịu lực tác dụng (lực điện) : $\vec{F}_e = q\vec{E}$.

Theo (4-56), một hạt mang điện tích q chuyển động với vận tốc $\vec{v}$ trong một từ trường chịu lực tác dụng (từ lực Lorenx).

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B}.$$

Vậy một hạt mang điện tích q chuyển động với vận tốc $\vec{v}$ trong một trường điện từ $(\vec{E}, \vec{B})$ chịu một lực tác dụng :

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m \quad (7-42a)$$

hay
$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}. \quad (7-42b)$$

Ta nhận xét rằng : lực điện $\vec{F}_e$ cùng phương với vectơ điện trường $\vec{E}$ còn lực $\vec{F}_m$ có phương vuông góc với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ ($\vec{F}_m$ cũng vuông góc với vectơ vận tốc $\vec{v}$ của hạt).

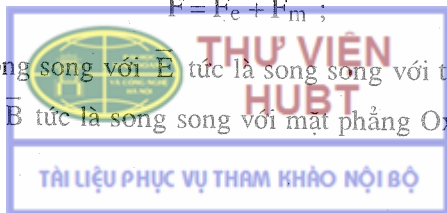
Chúng ta hãy khảo sát chuyển động của hạt mang điện tích q (giả thiết $q > 0$) trong một trường điện từ đặc biệt : hai vectơ $\vec{E}$ và $\vec{B}$ không đổi theo thời gian, không đổi theo mọi điểm trong không gian và hơn nữa có phương song song nhau.

Ta chọn phương chung của hai vectơ $\vec{E}$ và $\vec{B}$ là phương trục Oz (h.7-7).

Theo (7-42a) lực tác dụng lên hạt điện q gồm hai thành phần :

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m ;$$

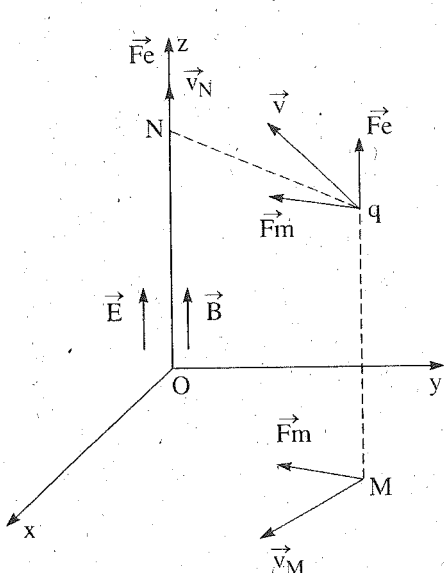
lực điện $\vec{F}_e$ song song với $\vec{E}$ tức là song song với trục Oz, lực từ $\vec{F}_m$ vuông góc với $\vec{B}$ tức là song song với mặt phẳng Oxy. Theo nguyên lí



độc lập của chuyển động nếu ta chiếu hạt điện q lên trục Oz tại N và lên mặt phẳng Oxy tại M thì hình chiếu N chuyển động trên trục Oz như một chất điểm chịu tác dụng của lực $\vec{F}_e = q\vec{E}$ và hình chiếu M chuyển động trong mặt phẳng Oxy như một chất điểm chịu tác dụng lực $\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B}$.

Vì lực $\vec{F}_e = q\vec{E} = \text{const}$ nên hình chiếu N chuyển động trên trục Oz với gia tốc không đổi nghĩa là nó chuyển động thẳng thay đổi đều.

Muốn biết chuyển động của hình chiếu M ta chú ý rằng :



Hình 7-7

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B} = q\vec{v}_M \wedge \vec{B},$$

với $\vec{v}_M$ là hình chiếu của $\vec{v}$ lên mặt phẳng Oxy . Vậy chuyển động của hình chiếu M là chuyển động của một hạt điện q trong mặt phẳng dưới tác dụng của từ trường đều. Theo §6. chương 4 ta đã biết đó là một chuyển động tròn đều, bán kính quỹ đạo cho bởi (4-68) :

$$R = \frac{mv_M}{qB},$$

trong đó m là khối lượng của hạt điện.



Chương 8

DAO ĐỘNG

Dao động là một dạng chuyển động rất thường gặp trong đời sống và trong kĩ thuật. Thí dụ : dao động của con lắc đồng hồ, dao động của cầu khi xe lửa chạy qua, dao động của dòng điện trong mạch... Nói một cách tổng quát, dao động là một chuyển động được lặp lại nhiều lần theo thời gian. Quan sát một hệ dao động, thí dụ một con lắc, ta thấy nó có những tính chất tổng quát sau :

a) Hệ phải có một vị trí *cân bằng bền* và dao động qua lại hai bên vị trí đó.

b) Khi hệ rời khỏi vị trí cân bằng bền, luôn luôn có một lực kéo hệ về vị trí cân bằng bền gọi là *lực kéo về*.

c) Hệ có *quán tính* : khi chuyển dời đến vị trí cân bằng, do quán tính, nó tiếp tục vượt qua vị trí cân bằng đó.

Trong chương này chúng ta sẽ nghiên cứu các dao động cơ và dao động điện.

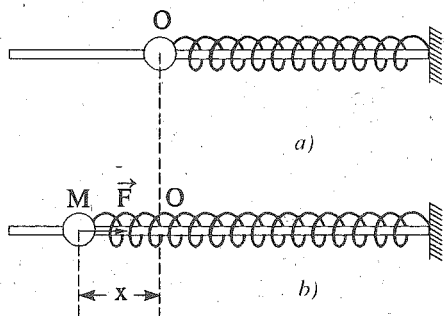
§1. DAO ĐỘNG CƠ ĐIỀU HOÀ

1. Hiện tượng

Ta xét một con lắc lò xo (h.8-1) gồm một quả cầu nhỏ khối lượng m có thể trượt dọc theo một thanh ngang xuyên qua tâm của nó. Quả



cầu được gắn với một lò xo, đầu kia của lò xo được giữ cố định. Khi ta kéo quả cầu ra khỏi vị trí cân bằng O một đoạn $OM = x$ (x gọi là độ dời của quả cầu), lò xo đàn hồi tác dụng lên quả cầu một lực kéo về $\vec{F}$ ngược chiều với độ dời. Nếu trị số x không lớn lắm, thực nghiệm chứng tỏ rằng giá trị của lực kéo về F tỉ lệ với độ dời :



Hình 8-1. Con lắc lò xo.

$$F = -kx, \quad (8-1)$$

(dấu $-$ chứng tỏ F và x ngược chiều) k là một hệ số tỉ lệ gọi là hệ số đàn hồi.

Nếu ta thả quả cầu ra, dưới tác dụng của lực kéo về $\vec{F}$, nó sẽ dao động quanh vị trí cân bằng. Nếu không có ma sát, dao động đó sẽ tiếp diễn mãi và được gọi là *dao động điều hoà*.

2. Phương trình dao động điều hoà

Dưới đây, chúng ta thiết lập phương trình dao động điều hoà, cụ thể là tìm sự phụ thuộc của độ dời x của con lắc lò xo theo thời gian.

Viết phương trình Niuton đối với quả cầu, ta có :

$$m \cdot a = F = -kx. \quad (8-2)$$

(Ở đây, quả cầu chuyển động thẳng nên ta không viết phương trình vectơ). Gia tốc a của quả cầu cho bởi

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2} \quad (8-3)$$

Thay (8-3) vào (8-2) ta được : $m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx,$

$$\text{hay} \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m} \cdot x = 0. \quad (8-4)$$

$$\text{Vì } k \text{ và } m \text{ đều dương nên ta có thể đặt : } \frac{k}{m} = \omega_0^2. \quad (8-5)$$

$$\text{Vậy (8-4) thành : } \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \text{ (với } \omega_0 > 0). \quad (8-6)$$

Ta được một phương trình vi phân của x gọi là *phương trình vi phân của dao động điều hoà*. Đây là một phương trình vi phân cấp hai thuần nhất, hệ số không đổi. Theo giải tích, nghiệm của nó có dạng :

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (8-7)$$

trong đó $A > 0$ và φ là hai hằng số (ý nghĩa sẽ nói sau) phụ thuộc các điều kiện ban đầu. Từ (8-7) ta có thể kết luận : *Dao động điều hoà là dao động trong đó độ dời là một hàm số sin của thời gian t* . Dao động này cũng gọi là *dao động điều hoà riêng*. Nó được thực hiện dưới tác dụng của nội lực của hệ.

3. Khảo sát dao động điều hoà

Phương trình (8-7) cho ta độ dời x của con lắc lò xo tại một thời điểm t . Đại lượng a được gọi là biên độ dao động, rõ ràng là :

$$A = |x|_{\max}. \quad (8-8)$$

$$\text{Đại lượng :} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (8-9)$$

được gọi là *tần số góc* của dao động. Góc $(\omega_0 t + \varphi)$ gọi *pha của dao động* ; nó xác định trạng thái dao động tại thời điểm t . Góc φ là pha tại thời điểm $t = 0$, được gọi là *pha ban đầu*. Ta hãy tính vận tốc và gia tốc của con lắc lò xo dao động điều hoà

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (8-10)$$

$$a = \frac{dv}{dt} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (8-11)$$

hay theo (8-7) :

$$a = -\omega_0^2 x.$$

Vậy gia tốc luôn *ngược chiều và tỉ lệ với độ dời*. Các phương trình (8-7), (8-10), (8-11) chứng tỏ rằng độ dời x , vận tốc v , gia tốc a đều là những hàm tuần hoàn của t với chu kỳ :

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad (8-12)$$

hay theo (8.5) :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (8-13)$$

Quả vậy, dễ dàng thấy rằng :

$$x(t + T_0) = x(t) ; v(t + T_0) = v(t) ; a(t + T_0) = a(t).$$

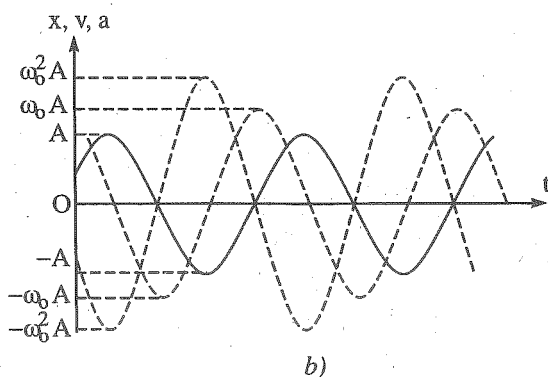
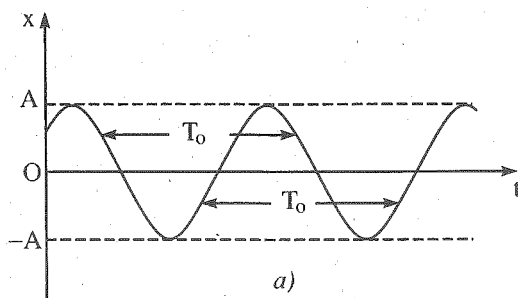
Ta gọi T_0 là *chu kỳ dao động* của con lắc. Nói một cách tổng quát : *Chu kỳ của một dao động là thời gian ngắn nhất để hệ biến đổi từ một trạng thái chuyển động nào đó lại trở lại trạng thái ấy*. Để đặc trưng cho tính tuần hoàn của dao động, người ta còn dùng khái niệm tần số. Tần số là một đại lượng có trị số bằng số dao động toàn phần mà hệ thực hiện được trong một đơn vị thời gian. Dễ dàng thấy rằng, tần số ν_0 của dao động của con lắc lò xo cho bởi

$$\nu_0 = \frac{1}{T_0} = \frac{\omega_0}{2\pi}. \quad (8-14)$$

Người ta còn gọi T_0 và ν_0 là chu kỳ riêng và tần số riêng của con lắc lò xo ; ω_0 cũng được gọi là *tần số gốc*.

Hình 8-2 biểu diễn các đồ thị của x , v và a theo thời gian t .





Hình 8-2. Đồ thị của x , v và a theo t .

4. Năng lượng dao động điều hoà

Ta hãy tính năng lượng dao động điều hoà của con lắc lò xo. Dao động là một dạng chuyển động cơ, vì vậy năng lượng dao động là cơ năng W cho bởi :

$$W = W_d + W_t, \quad (8-15)$$

trong đó W_d và W_t lần lượt là động năng và thế năng của con lắc lò xo.

Ta tính động năng của con lắc lò xo tại thời điểm t , theo (8-10) :

$$W_d = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mA^2\omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi). \quad (8-16)$$

Để tính thế năng, ta tính công của lực kéo về F trong chuyển dời OM của con lắc lò xo :

$$W_t = \int_0^x Fdx = \int_0^x -kxdx = -\frac{kx^2}{2}; \quad (8-17)$$

công này có trị số bằng độ giảm thế năng của con lắc lò xo từ O đến M

$$(W_t)_0 - W_t = -\frac{kx^2}{2},$$

trong đó $(W_t)_0$ là thế năng tại O, W_t là thế năng tại M.

Nếu ta quy ước thế năng của con lắc lò xo tại O bằng không $(W_t)_0 = 0$, thì

$$W_t = \frac{kx^2}{2} \quad (8-18)$$

hay

$$W_t = \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi). \quad (8-19)$$

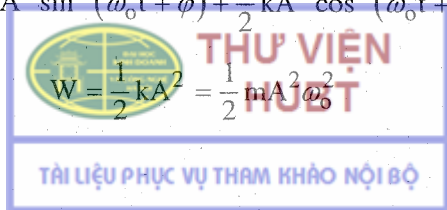
Đưa những giá trị này của W_d và W_t vào (8-15) ta được :

$$W = \frac{1}{2}mA^2\omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi);$$

nhưng $k = m\omega_0^2$, vậy :

$$W = \frac{1}{2}kA^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{1}{2}kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi) \quad (8-20)$$

hay :



Đó là biểu thức năng lượng của hệ dao động điều hoà : nó được bảo toàn trong quá trình dao động. Điều này phù hợp với định luật bảo toàn cơ năng. Trong quá trình dao động điều hoà, cơ năng, tức là tổng động năng và thế năng, bảo toàn, nhưng luôn luôn có sự chuyển hoá giữa động năng và thế năng. Từ (8-20) ta có thể suy ra :

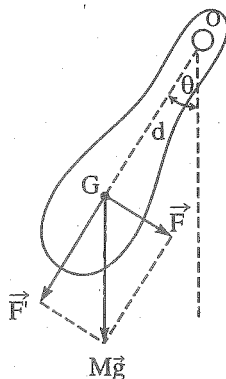
$$\omega_0 = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{2W}{m}}. \quad (8-21)$$

Công thức này cho phép ta tính tần số riêng ω_0 khi biết A, m và W. Những kết quả trên đây tính toán đối với dao động điều hoà của con lắc lò xo nhưng cũng đúng đối với một hệ bất kì dao động điều hoà.

5. Con lắc vật lí

Con lắc vật lí là một vật rắn khối lượng M, có thể quay xung quanh một trục cố định O nằm ngang. Gọi G là khối tâm của vật rắn. G cách O một đoạn d. Trong phạm vi không gian không rộng lắm, có thể coi G là điểm đặt của trọng lực $\vec{Mg}$ của con lắc. Giả thiết con lắc lệch khỏi vị trí cân bằng sao cho đường OG hợp với đường thẳng đứng một góc θ , θ gọi là độ dời góc. Khi con lắc dao động dưới tác dụng của trọng lực $\vec{Mg}$, θ thay đổi theo thời gian t.

Ta thiết lập phương trình dao động của con lắc vật lí với những giả thiết : độ dời góc θ nhỏ và không có ma sát. Ta phân tích trọng lực $\vec{Mg}$ ra hai thành phần :



Hình 8-3. Con lắc vật lí

$$\vec{Mg} = \vec{F}' + \vec{F}''$$

trong đó $\vec{F}'$ nằm theo OG, $\vec{F}''$ thẳng góc với OG. Rõ ràng thành phần $\vec{F}'$ bị triệt tiêu bởi phản lực của trục O, nên tác dụng của trọng lực



$\vec{Mg}$ tương đương với tác dụng của lực $\vec{F}$. Theo hình 8-3, dễ dàng thấy rằng :

$$|\vec{F}| = Mg \sin \theta ;$$

vì θ nhỏ, $\sin \theta \approx \theta$; nên :

$$|\vec{F}| = Mg \theta.$$

Muốn tìm phương trình dao động của con lắc vật lí ta áp dụng phương trình cơ bản của vật rắn quay xung quanh một trục :

$$I\beta = I \cdot \frac{d^2\theta}{dt^2} = \mu, \quad (8-22)$$

trong đó I là mômen quán tính của con lắc đối với trục O , $\beta = \frac{d^2\theta}{dt^2}$ là gia tốc góc của con lắc, μ là mômen các ngoại lực tác dụng. Ở đây μ là mômen của lực $\vec{F}$ đối với O , trị của μ bằng (xem VLĐC – Tập I) :

$$\mu = -\overline{OG} \cdot F,$$

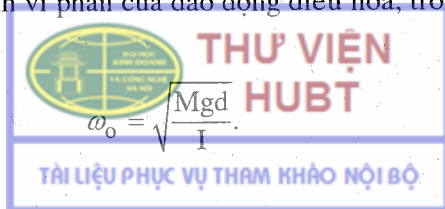
$$\mu = -dMg \cdot \theta.$$

(Có dấu $-$ là vì mômen μ của lực $\vec{F}$ có chiều ngược với chiều của góc θ).

Vậy (8-22) thành : $I \cdot \frac{d^2\theta}{dt^2} = -Mgd\theta,$

hay $\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{Mgd}{I} \cdot \theta = 0.$

Đây là phương trình vi phân của dao động điều hoà, trong đó tần số góc ω_0 cho bởi :



Kết luận : Trong những điều kiện θ nhỏ và không có ma sát, dao động của con lắc vật lí là một dao động điều hoà. Chu kì dao động của nó cho bởi (8-12) :

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgd}}. \quad (8-23)$$

Trường hợp riêng : con lắc toán học.

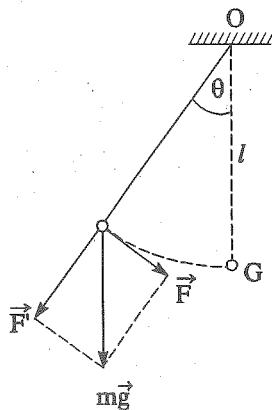
Con lắc toán học gồm một chất điểm khối lượng m treo ở đầu một sợi dây, chiều dài l , không khối lượng, không co giãn. Đầu kia của dây buộc chặt vào một trục ngang O (h.8-4). Trong những điều kiện độ dời góc θ nhỏ và không có ma sát, dưới tác dụng của trọng lực mg , con lắc toán sẽ dao động điều hoà xung quanh O . Ta hãy áp dụng công thức (8-23) để tính chu kì dao động của con lắc toán học. Ở đây :

$$I = ml^2 ; OG = l.$$

Vậy :

$$T_0 = 2\pi \sqrt{m \frac{l^2}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (8-24)$$

Theo công thức này : chu kì dao động nhỏ của con lắc toán học không phụ thuộc khối lượng m và không phụ thuộc biên độ dao động mà chỉ phụ thuộc chiều dài của con lắc toán học.



Hình 8-4. Con lắc toán học.

§2. DAO ĐỘNG CƠ TẮT DẦN

1. Hiện tượng

Trong thực tế, khi khảo sát dao động của một hệ, ta không thể bỏ qua các lực ma sát. Do đó, năng lượng của hệ dao động không phải là hằng số mà giảm dần theo thời gian. Kết quả, theo (8-20), biên độ dao động giảm dần theo thời gian. Ta nói rằng dao động của hệ là *dao động tắt dần*. Ta hãy xét một trường hợp thông thường : hệ dao động chịu tác dụng của lực cản của môi trường (lực nhớt). Nếu vận tốc dao động của hệ nhỏ thì thực nghiệm chứng tỏ lực cản của môi trường ngược chiều và tỉ lệ với vận tốc của hệ

$$F_c = -rv,$$

trong đó r là một hệ số tỉ lệ gọi là *hệ số cản* của môi trường.

2. Phương trình dao động tắt dần

Dưới đây ta thiết lập phương trình dao động tắt dần của con lắc lò xo. Tổng hợp lực tác dụng lên quả cầu là :

$$F + F_c = -kx - rv.$$

Viết phương trình Niuton đối với quả cầu, ta được :

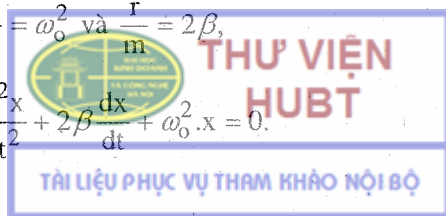
$$ma = -kx - rv$$

hay
$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt}$$

hay
$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = 0. \quad (8-25)$$

Ta đặt $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ và $\frac{r}{m} = 2\beta$, (8-26)

vậy (8-25) thành :
$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (8-25')$$



Phương trình vi phân này gọi là *phương trình vi phân của dao động tắt dần*. Theo giải tích, khi $\omega_0 > \beta$, nghiệm của nó có dạng :

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (8-27)$$

Đó chính là biểu thức độ dời của dao động tắt dần (còn gọi là phương trình của dao động tắt dần). Hằng số ω là tần số góc của dao động tắt dần :

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}.$$

Do đó chu kỳ T của dao động tắt dần là :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (8-28)$$

3. Khảo sát dao động tắt dần

Ta đặt : $A = A_0 e^{-\beta t}. \quad (8-29)$

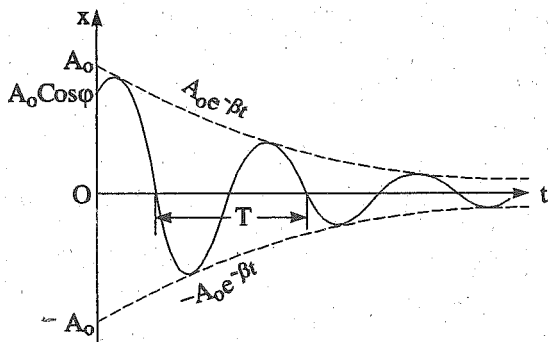
Đại lượng này chính là biên độ của dao động tắt dần ; rõ ràng nó giảm theo thời gian theo quy luật hàm mũ ; vì rằng :

$$-1 \leq \cos(\omega t + \varphi) \leq 1,$$

$$-A_0 e^{-\beta t} \leq A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \leq A_0 e^{-\beta t},$$

hay $-A_0 e^{-\beta t} \leq x \leq A_0 e^{-\beta t},$

nghĩa là đồ thị của x theo t là một đường cong nằm nội tiếp giữa hai đường cong $-A_0 e^{-\beta t}$ và $A_0 e^{-\beta t}$ (h.8-5). Như trên đã nói, biên độ A giảm dần theo thời gian. Về mặt lí thuyết mà nói, khi $t = \infty$ thì biên độ A giảm đến không. Nhưng thực tế chỉ sau một thời gian đủ lớn, biên độ giảm đến một trị số không đáng kể, coi như bằng không. Để đặc trưng cho mức độ tắt dần của dao động, người ta định nghĩa một đại lượng gọi là *giảm lượng lôga* : giảm lượng lôga có trị số bằng lôga tự nhiên của tỉ số giữa hai trị số liên tiếp của biên độ dao động cách nhau một khoảng thời gian bằng một chu kỳ T.



Hình 8-5. Đồ thị dao động tắt dần.

Theo định nghĩa này ta có

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)}$$

hay, căn cứ vào (8-29) :

$$\delta = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \ln e^{\beta T},$$

$$\delta = \beta T. \quad (8-30)$$

Sở dĩ biên độ dao động giảm là vì năng lượng của hệ trong quá trình dao động giảm dần để thắng công của lực cản.

Một nhận xét nữa là nếu so sánh chu kỳ T của dao động tắt dần với chu kỳ T_0 của dao động riêng điều hoà, ta thấy, theo (8-12) và (8-28) :

$$T > T_0.$$

Vậy chu kỳ dao động tắt dần lớn hơn chu kỳ riêng của dao động điều hoà của hệ.

Chú thích : Ta chỉ có nghiệm dạng dao động tắt dần (8-27) khi các hệ số ω_0 và β trong phương trình vi phân (8-25) thoả mãn điều kiện

$$\omega_0 > \beta.$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Nếu $\omega_0 \leq \beta$, người ta chứng minh rằng nghiệm $x = x(t)$ không có dạng dao động mà có dạng hàm mũ theo thời gian, biểu diễn một chuyển động tiến dần về vị trí cân bằng. Vì điều kiện $\omega_0 \leq \beta$ chứng tỏ lực cản quá lớn, nên hệ không thể dao động được.

§3. DAO ĐỘNG CƠ CƯỜNG BỨC

1. Hiện tượng

Trong quá trình dao động tắt dần, hệ chỉ nhận được một năng lượng ban đầu, sau đó năng lượng này giảm dần để sinh công thắng công của lực ma sát. Nếu bây giờ ta liên tục cung cấp năng lượng cho hệ để bù lại những phần năng lượng đã giảm thì dao động của hệ sẽ không tắt dần nữa. Nói cách khác, dao động của hệ sẽ được duy trì. Việc cung cấp liên tục năng lượng cho hệ có thể thực hiện bằng cách tác dụng lên hệ một ngoại lực. Công do lực này sinh ra sẽ có trị số bằng phần năng lượng bù đắp cho hệ. Rõ ràng là để cho hệ tiếp tục dao động, ngoại lực tác dụng phải biến thiên tuần hoàn theo thời gian. Dao động mà hệ thực hiện dưới tác dụng của ngoại lực toàn hoàn gọi là *dao động cưỡng bức*. Khi tác dụng ngoại lực tuần hoàn lên hệ, hệ bắt đầu dao động. Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong giai đoạn đầu, dao động của hệ khá phức tạp. Nó là chồng chất của hai dao động : dao động riêng tắt dần dưới tác dụng của nội lực và dao động cưỡng bức dưới tác dụng của ngoại lực tuần hoàn. Sau một thời gian đủ lớn (gọi là thời gian quá độ), dao động tắt dần coi như không còn nữa ; khi đó dao động của hệ chỉ là dao động cưỡng bức dưới tác dụng của ngoại lực tuần hoàn. Thực nghiệm cũng chứng tỏ rằng *dao động cưỡng bức có chu kì bằng chu kì của ngoại lực tuần hoàn tác dụng*.

2. Phương trình dao động cưỡng bức

Ta thiết lập phương trình của dao động cưỡng bức đối với con lắc lò xo. Lực tác dụng lên quả cầu bây giờ gồm : lực kéo về $F = -kx$, lực cản $F_c = -rv$ và ngoại lực tuần hoàn. Ta xét trường hợp ngoại lực tuần hoàn này là hàm số cos của thời gian t :

$$\mathcal{F} = H \cos \Omega t \quad (8-31)$$

Chu kỳ dao động τ của ngoại lực là : $\tau = \frac{2\pi}{\Omega}$. (8-32)

Viết phương trình Niuton cho quả cầu, ta có :

$$m\gamma = -kx - rv + H \cos \Omega t,$$

hay
$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - r \frac{dx}{dt} + H \cos \Omega t,$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{r}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} x = \frac{H}{m} \cos \Omega t$$

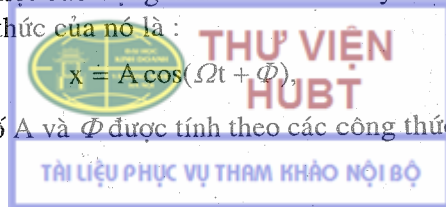
hoặc bằng những kí hiệu như ở §2 :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{H}{m} \cos \Omega t. \quad (8-33)$$

Ta được một phương trình vi phân gọi là *phương trình vi phân của dao động cưỡng bức*. Theo giải tích, nghiệm của nó là tổng của nghiệm tổng quát của phương trình không vế phải (chính là phương trình của dao động tắt dần) và nghiệm riêng của phương trình có vế phải (chính là phương trình của dao động cưỡng bức). Qua thời gian quá độ, dao động động tắt dần coi như không còn nữa : lúc đó chỉ còn dao động cưỡng bức dưới tác dụng của ngoại lực $\mathcal{F} = H \cos \Omega t$. Dao động cưỡng bức là một dao động hình sin có chu kỳ bằng τ của ngoại lực tuần hoàn. Biểu thức của nó là :

$$x = A \cos(\Omega t + \Phi),$$

trong đó các hằng số A và Φ được tính theo các công thức



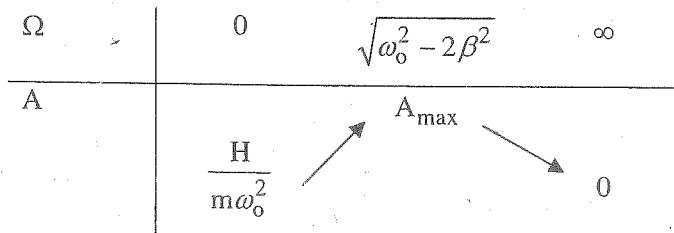
$$A = \frac{H}{m\sqrt{(\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\Omega^2}}; \quad (8-34)$$

$$\operatorname{tg} \Phi = -\frac{2\beta}{\Omega^2 - \omega_0^2}. \quad (8-35)$$

(với điều kiện $\omega_0^2 - 2\beta^2 > 0$)

3. Khảo sát dao động cưỡng bức. Cộng hưởng

Trước hết, ta thấy rằng biên độ A và pha ban đầu Φ của dao động cưỡng bức đều phụ thuộc tần số góc Ω của ngoại lực tác dụng. Nghiên cứu sự phụ thuộc của biên độ A theo Ω , ta được kết quả sau:



Vậy có một trị số đặc biệt của tần số góc của ngoại lực tuần hoàn:

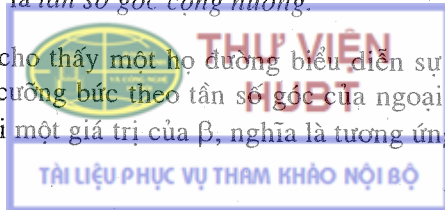
$$\Omega_{\text{ch}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}, \quad (8-36)$$

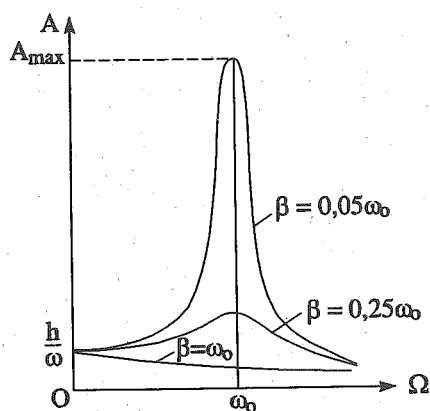
mà tại đó biên độ dao động cưỡng bức đạt trị số cực đại. Trị số cực đại đó tính ra bằng:

$$A_{\max} = \frac{H}{2m\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}. \quad (8-37)$$

Khi đó ta nói rằng có hiện tượng cộng hưởng (cộng hưởng cơ), và Ω_{ch} được gọi là tần số góc cộng hưởng.

Hình 8-6 cho thấy một họ đường biểu diễn sự biến thiên của biên độ dao động cưỡng bức theo tần số góc của ngoại lực tuần hoàn. Mỗi đường ứng với một giá trị của β , nghĩa là tương ứng với một giá trị của





Hình 8-6. Họ đường biểu diễn cộng hưởng

hệ số cản r . Ta thấy β càng giảm (nghĩa là hệ số cản r càng nhỏ) thì Ω_{ch} càng tăng và càng gần tới giá trị ω_0 , đồng thời giá trị A_{max} cũng tăng. Đặc biệt, khi ma sát nhỏ ($\beta \approx 0$) thì, theo công thức (8-36), ta có :

$$\Omega_{ch} = \omega_0. \quad (8-38)$$

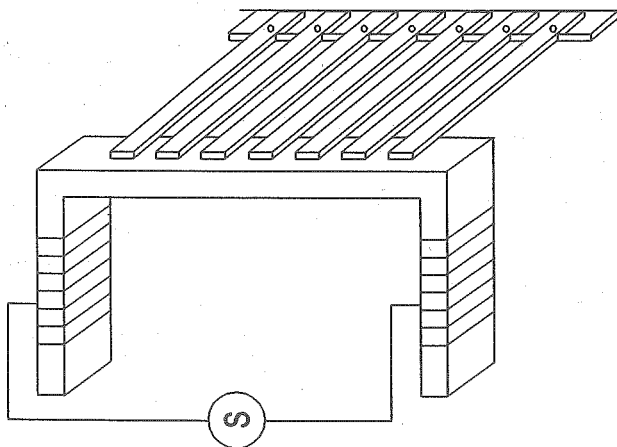
Khi đó A_{max} sẽ có giá trị rất lớn và đường biểu diễn tương ứng có một đỉnh nhọn. Ta nói rằng có hiện tượng cộng hưởng nhọn.

Các ứng dụng trình bày sau đây cho ta thấy rõ tác dụng của hiện tượng cộng hưởng cơ, đặc biệt là hiện tượng cộng hưởng nhọn.

4. Ứng dụng của hiện tượng cộng hưởng cơ

a) Đo tần số dòng điện – tần số kế

Tần số là gồm một dãy những thanh thép gắn song song, mỗi thanh có một tần số dao động riêng (h.8-7). Phía dưới các thanh có đặt một nam châm điện được từ hoá bởi dòng điện xoay chiều có tần số cần phải xác định. Cứ trong mỗi khoảng thời gian bằng một chu kỳ của dòng điện xoay chiều, các thanh thép được nam châm đặc biệt hút vào, nhả ra hai lần liên tục. Nói cách khác, các thanh thép bị cưỡng bức dao động với tần số bằng hai lần tần số của dòng điện xoay chiều. Thanh thép nào có tần số riêng đúng bằng hai lần tần số của dòng điện xoay chiều sẽ dao động mạnh nhất (cộng hưởng nhọn). Chia đôi tần số riêng của thanh thép, ta sẽ được tần số của dòng điện xoay chiều. Để cho tiện, trên mỗi thanh thép đều đã ghi sẵn một tần số bằng nửa tần số riêng của nó.



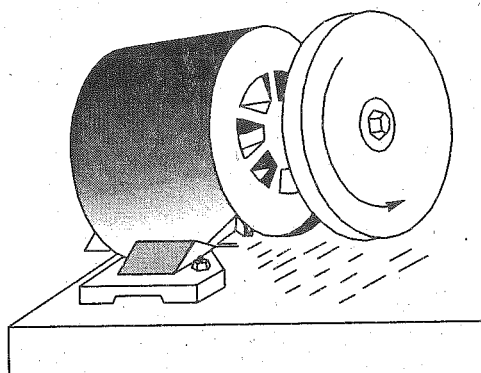
Hình 8-7. Tần số kế.

b) Ngăn ngừa sự phá hoại vì cộng hưởng cơ

Trong thực tế, hiện tượng cộng hưởng cơ thường gây tác hại. Cầu bắc qua sông, đặc biệt là cầu treo, bao giờ cũng có một tần số dao động riêng. Nếu cầu chịu một lực tác dụng tuần hoàn có tần số xấp xỉ tần số riêng của cầu, cầu sẽ rung động rất mạnh và có thể gãy.

Dưới đây ta xét trường hợp nguy hiểm có thể xảy ra khi có một động cơ quay đặt trên một nền xi măng (h.8-8). Khi động cơ quay, nền xi măng rung động. Ứng với một tần số quay nào đó của động cơ, nền xi măng sẽ rung động mạnh nhất và có thể bị phá vỡ. Nguyên nhân là vì các bộ phận quay của động cơ không thể nào chế tạo hoàn toàn đối xứng được, nên trọng tâm của các bộ phận này không nằm trên trục quay. Khi động cơ quay, các bộ phận này sinh ra một lực kích thích tuần hoàn tác dụng lên trục máy và nền xi măng. Ứng với một vận tốc góc quay nào đó của động cơ (tức là tần số góc của lực kích thích) thì xảy ra hiện tượng cộng hưởng nhọn và nền xi măng có thể bị phá vỡ, trục động cơ có thể bị gãy. Vận tốc góc này của động cơ gọi là vận tốc góc nguy hiểm. Để tránh tai nạn, ta phải cố gắng làm cho các bộ phận quay trong động cơ được đối xứng tốt, cho động cơ chạy

với vận tốc góc gấp hai, ba lần vận tốc góc nguy hiểm. Và khi mở máy, ta phải cho động cơ quay thật nhanh qua vận tốc góc nguy hiểm này.



Hình 8-8. Động cơ quay trên nền xi măng

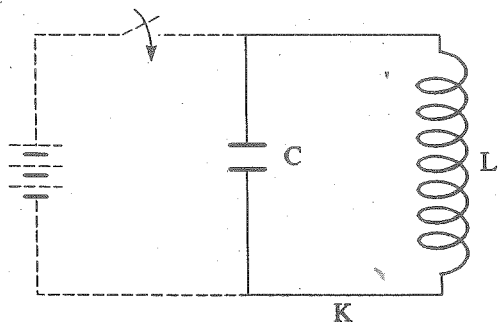
§4. DAO ĐỘNG ĐIỆN TỬ ĐIỀU HOÀ

Dựa vào kết quả nghiên cứu dao động cơ, ta hãy chuyển động sang nghiên cứu một loại dao động tương tự với dao động cơ về mặt hình thức, đó là các dao động điện tử. Về bản chất, loại dao động này thể hiện sự biến đổi tuần hoàn theo thời gian của các đại lượng điện và từ như điện tích trên bản tụ điện, cường độ dòng điện trong mạch điện xoay chiều, hiệu điện thế giữa hai đầu một ống dây điện, điện trường và từ trường trong không gian... Tùy theo cấu tạo của mạch điện, dao động điện tử trong mạch cũng chia ra: dao động điện tử điều hoà, dao động điện tử tắt dần và dao động điện tử cưỡng bức. Trong tiết này ta hãy xét dao động điện tử điều hoà.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

1. Hiện tượng

Ta xét một mạch điện gồm một tụ điện có điện dung C và một cuộn dây có hệ số tự cảm L (h.8-9). Coi điện trở của toàn mạch không đáng kể. Trước hết, ta nối hai bản của tụ điện với hai cực của một bộ ắc quy để tích điện cho tụ điện. Sau đó ta ngắt bỏ ắc quy và đóng khoá K của mạch dao động lại. Trong mạch sẽ xuất hiện một dòng điện xoay chiều. Sự biến thiên theo thời gian của cường độ dòng điện xoay chiều, cũng như của điện tích trên tụ điện, hiệu điện thế giữa hai bản tụ điện... có dạng hình sin với biên độ không đổi. Vì vậy loại dao động điện từ này được gọi là dao động điện từ điều hoà. Mạch có tụ điện dung C và ống dây có hệ số tự cảm L được gọi là *mạch dao động LC*. Mặt khác, ngoài sự nạp điện lúc ban đầu cho tụ điện C , dao động điện từ điều hoà chỉ do mạch dao động quyết định, không có sự tham gia của các yếu tố bên ngoài. Vì vậy dao động điện từ điều hoà đó còn được gọi là *dao động điện từ riêng*.



Hình 8-9. Mạch dao động điện từ riêng không tắt.

Quá trình hình thành dao động điện từ điều hoà trong mạch LC như sau. Giả sử ở trạng thái ban đầu, khi hai bản của tụ điện đã được nạp điện (h.8-10a), điện tích của tụ điện là q_0 , hiệu điện thế giữa hai bản

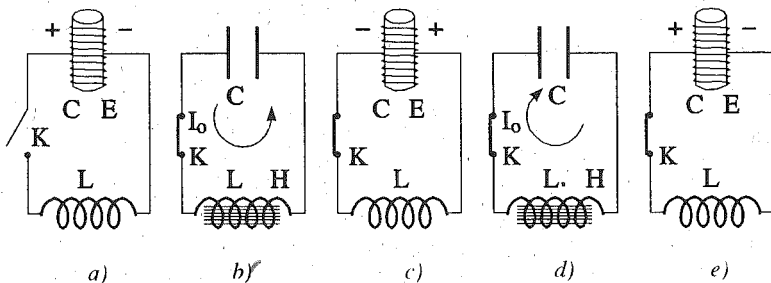
là $U_0 = \frac{q_0}{C}$, năng lượng điện trường của tụ điện là :

$$W_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{q_0^2}{C}.$$

Khi đóng khoá K, tụ điện C bắt đầu phóng điện qua cuộn dây L. Dòng điện do tụ điện phóng ra phải tăng từ giá trị không trở lên. Dòng điện này gửi qua cuộn dây L một từ thông tăng dần. Trong cuộn dây L phải xuất hiện một dòng điện tự cảm. Theo định luật Lenx, dòng điện tự cảm này phải ngược chiều với dòng điện do tụ điện phóng ra. Kết quả là, dòng điện tổng hợp I trong mạch phải tăng dần từ giá trị không đến giá trị cực đại I_0 . Còn điện tích q của tụ điện thì giảm dần từ giá trị cực đại q_0 . Về mặt năng lượng thì năng lượng điện trường của tụ

điện, $W_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{q^2}{C}$ sẽ giảm dần, còn năng lượng từ trường của ống dây,

$W_m = \frac{1}{2} LI^2$ sẽ tăng dần. Vậy đã có sự chuyển hoá dần năng lượng điện trường thành năng lượng từ trường.



Hình 8-10. Quá trình tạo thành dao động điện từ riêng không tắt.

Khi tụ điện C phóng hết điện ($q = 0$), năng lượng điện trường $W_e = 0$ dòng điện trong mạch đạt giá trị cực đại $I_{\max} = I_0$, năng lượng

từ trường của ống dây L cũng đạt giá trị cực đại $W_{m \max} = \frac{1}{2} LI_0^2$

(h.8-10b). Sau đó, vì tụ điện C không còn tác dụng duy trì dòng điện nữa, nên dòng điện do nó phóng ra bắt đầu giảm. Nhưng liền khi đó,

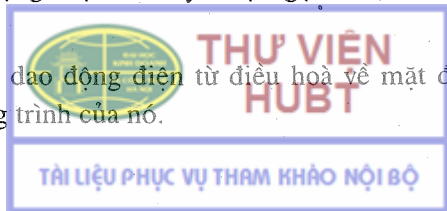
trong cuộn dây L lại xuất hiện một dòng điện tự cảm cùng chiều với dòng điện do tụ điện phóng ra (định luật Lenx). Kết quả là, dòng điện *điện tổng hợp I trong mạch phải giảm dần (bắt đầu từ giá trị I_0)*. Trong quá trình biến đổi này, cuộn dây L đã đóng vai trò của một nguồn điện nạp điện lại cho tụ điện C ; nhưng theo chiều ngược với trước. Điện tích q của tụ điện lại tăng dần từ giá trị không đến giá trị cực đại q_0 . Về mặt năng lượng thì năng lượng từ trường của cuộn dây sẽ giảm dần, còn năng lượng điện trường của tụ điện sẽ tăng dần. *Vậy đã có sự chuyển hoá dần từ năng lượng từ trường thành năng lượng điện trường.*

Khi cuộn dây L đã giải phóng hết năng lượng từ trường ($I = 0$) thì điện tích của tụ điện C lại đạt giá trị cực đại $q_{\max} = q_0$, nhưng đổi dấu ở hai bản, năng lượng điện trường lại đạt giá trị cực đại $W_e = \frac{1}{2} \frac{q_0^2}{C} (h.8-10c)$.

Từ đây, toàn bộ quá trình biến đổi trên lại được tái diễn : tụ điện C lại phóng điện, nhưng ngược chiều ban đầu, để cuộn dây L tích năng lượng ; cuộn dây L lại giải phóng năng lượng để tụ điện C được nạp điện (h.8-10c, d, e). Cuối cùng, mạch dao động trở về trạng thái ban đầu (h.8-10e) và một dao động điện từ toàn phần đã được thực hiện.

Cứ tiếp tục như vậy, do tác động qua lại của tụ điện C và cuộn dây L, trong mạch dao động xuất hiện quá trình biến đổi tuần hoàn của các đại lượng điện và từ ($q, I, W_e, W_m, \dots$) và rõ ràng sự biến đổi của các đại lượng này chỉ do đặc tính riêng của mạch dao động quyết định, đồng thời các giá trị cực đại của chúng (biên độ dao động) luôn không đổi, nên loại dao động điện từ này được gọi là dao động điện từ riêng không tắt.

Để khảo sát dao động điện từ điều hoà về mặt định lượng, ta hãy thiết lập phương trình của nó.



2. Phương trình dao động điện từ điều hoà

Theo phần trình bày trên đây, ta thấy trong quá trình dao động điện từ điều hoà, có sự chuyển hoá giữa năng lượng điện trường và năng lượng từ trường, nhưng *năng lượng toàn phần của mạch dao động thì không đổi theo thời gian (định luật bảo toàn và biến hoá năng lượng)*, nghĩa là :

$$W_e + W_m = W = \text{const.}$$

Thay các giá trị $W_e = \frac{q^2}{2C}$ và $W_m = \frac{1}{2}LI^2$ vào công thức trên, ta được :

$$\frac{q^2}{2C} + \frac{1}{2}LI^2 = \text{const.}$$

Lấy đạo hàm cả hai vế theo thời gian :

$$\frac{q}{C} \cdot \frac{dq}{dt} + LI \cdot \frac{dI}{dt} = 0,$$

nhưng $\frac{dq}{dt} = I$, vậy phương trình trên trở thành :

$$\frac{q}{C} I + LI \cdot \frac{dI}{dt} = 0$$

hay
$$\frac{q}{C} + L \cdot \frac{dI}{dt} = 0.$$

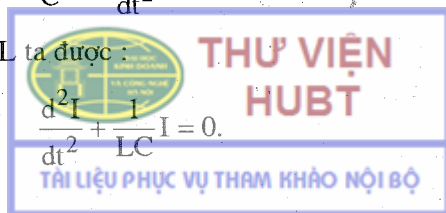
Lại lấy đạo hàm cả hai vế của phương trình này theo thời gian và thay $\frac{dq}{dt} = I$ ta có

$$\frac{I}{C} + L \frac{d^2I}{dt^2} = 0.$$

Chia cả hai vế cho L ta được :

$$\frac{d^2I}{dt^2} + \frac{1}{LC} I = 0.$$

(8-39)



Cuối cùng, đặt $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, ta có phương trình sau đây :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \omega_0^2 I = 0 \quad (8-40)$$

Ta lại được một hệ phương trình vi phân có dạng tương tự phương trình vi phân (8-3) trong dao động cơ điều hoà. Nghiệm của phương trình (8-40) có dạng :

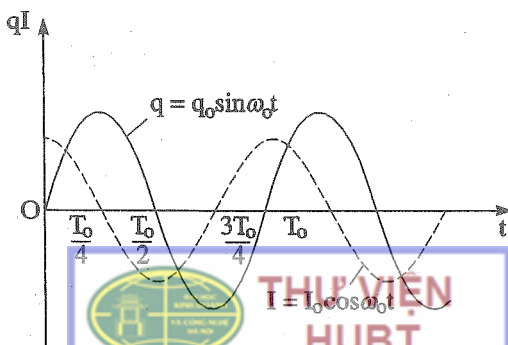
$$I = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (8-41)$$

Phương trình (8-41) chính là phương trình dao động điện từ riêng không tắt. Hằng số I_0 là biên độ dao động, nó chính là giá trị cực đại của cường độ dòng điện I . Hằng số φ là pha ban đầu của dao động ; hằng số ω_0 là tần số góc riêng của dao động, có giá trị :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}. \quad (8-42)$$

Phương trình (8-41) chứng tỏ dòng điện I trong mạch LC biến thiên với thời gian theo dạng hình sin (h.8-11). Vậy *dao động điện từ riêng của mạch LC là một dao động điều hoà với chu kì :*

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (8-43)$$



Hình 8-11. Đường biểu diễn của dao động điện từ riêng không tắt.

Cuối cùng ta nhận xét thêm rằng điện tích của tụ điện C, hiệu điện thế U giữa hai bản tụ điện này, cũng biến thiên với thời gian theo những phương trình có dạng tương tự phương trình (8-41).

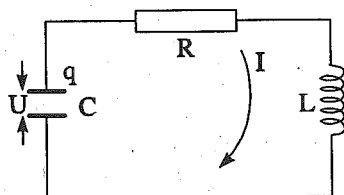
Trong suốt quá trình nghiên cứu trên ta đã giả thiết điện trở của mạch dao động bằng không. Nhưng trong thực tế, mạch dao động luôn luôn có một điện trở xác định khác không.

Khi đó năng lượng W của mạch dao động phải giảm dần vì sự toả nhiệt Jun – Lenx. Kết quả là biên độ I_0 của dòng điện trong mạch phải giảm dần. Đây là trường hợp của *dao động điện từ tắt dần*.

§5. DAO ĐỘNG ĐIỆN TỪ TẮT DẦN

1. Hiện tượng

Trong mạch dao động (h.8-9), bây giờ có thêm một điện trở R tượng trưng cho điện trở của toàn mạch (h.8-12). Ta cũng tiến hành nạp điện cho tụ điện C, sau đấy cho tụ điện này phóng điện qua điện trở R và ống dây L. Tương tự như đã trình bày trong phần dao động điện



Hình 8-12. Mạch dao động điện từ tắt dần.

từ điều hoà, ở đây cũng có sự chuyển hoá giữa năng lượng điện trường của tụ điện C và năng lượng từ trường của ống dây L. Nhưng đồng thời năng lượng của mạch dao động cứ giảm dần vì sự toả nhiệt Jun-Lenx trên điện trở R . Kết quả là sự biến thiên theo thời gian của cường độ dòng điện xoay chiều trong mạch, cũng như của điện tích tụ điện, hiệu điện thế giữa hai bản tụ điện... không có dạng hình sin nữa, mà *biên độ của chúng giảm dần theo thời gian*. Vì vậy loại dao động điện từ

này được gọi là *dao động điện từ tắt dần*. Mạch dao động LRC ghép nối tiếp (h.8-12) được gọi là *mạch dao động điện từ tắt dần*.

2. Phương trình dao động điện từ tắt dần

Theo phần trình bày trên đây, ta thấy trong quá trình dao động điện từ riêng tắt dần, đã có một phần năng lượng của dao động biến thành nhiệt Jun – Lenx toả trên điện trở R. Giả sử trong khoảng thời gian dt , năng lượng của dao động giảm một lượng $-dW$ và nhiệt Jun – Lenx toả trên điện trở R là RI^2dt . Theo định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng, ta có :

$$-dW = RI^2dt. \quad (8-44)$$

Nhưng $W = W_e + W_m = \frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$, nên phương trình (8-44) được viết thành :

$$-d\left(\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}\right) = RI^2dt$$

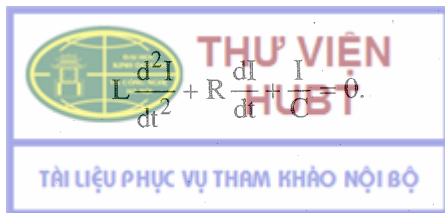
$$\text{hay} \quad \frac{d}{dt}\left(\frac{q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}\right) = -RI^2 \Rightarrow \frac{q dq}{C dt} + LI \frac{dI}{dt} = -RI^2 ;$$

nhưng $\frac{dq}{dt} = I$, nên phương trình trên được viết lại là :

$$\frac{q}{C} I + LI \frac{dI}{dt} = -RI^2 ,$$

$$\text{hay} \quad \frac{q}{C} + L \frac{dI}{dt} = -RI.$$

Lấy đạo hàm cả hai vế của phương trình này theo thời gian, rồi dồn về một vế :



Chia cả hai vế cho L , ta được :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC} I = 0.$$

Cuối cùng, đặt $\frac{R}{L} = 2\beta$, $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ = bình phương tần số góc riêng của mạch dao động, ta có phương trình sau đây :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\beta \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = 0. \quad (8-45)$$

Ta lại được một phương trình vi phân hạng hai có dạng tương tự phương trình vi phân (8-25') trong dao động cơ tắt dần. Với điều kiện $\omega_0 > \beta$ hay $\frac{1}{LC} > \left(\frac{R}{2L}\right)^2$, nghiệm của phương trình (8-45) có dạng :

$$I = I_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi). \quad (8-46)$$

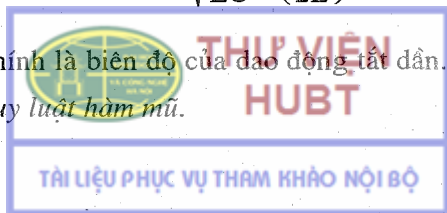
Phương trình (8-46) chính là *phương trình của dao động điện từ tắt dần*. I_0 và φ là hai hằng số tích phân phụ thuộc điều kiện ban đầu, hằng số ω là tần số góc của dao động và có giá trị :

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}. \quad (8-47)$$

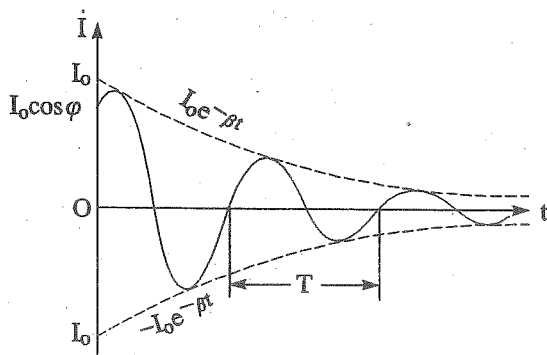
Chu kì của dao động điện từ tắt dần bằng :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}} \quad (8-48)$$

Lượng $I_0 e^{-\beta t}$ chính là biên độ của dao động tắt dần. Nó giảm dần với thời gian theo quy luật hàm mũ.



Đường biểu diễn trên hình 8-13 cho ta thấy rõ tính chất đó.



Hình 8-13. Đường biểu diễn của dao động điện từ riêng tắt dần

Chú thích : Trong mạch LRC ghép nối tiếp, ta chỉ có hiện tượng dao động điện từ khi

$$\frac{1}{LC} > \left(\frac{R}{2L} \right)^2 \text{ hay } R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Trị số điện trở $R_0 = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ gọi là *điện trở tới hạn* của mạch. Nếu $R \geq R_0$, trong mạch không có hiện tượng dao động.

§6. DAO ĐỘNG ĐIỆN TỪ CƯỜNG BỨC

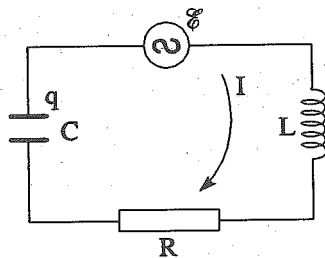
1. Hiện tượng

Để duy trì dao động điện từ trong mạch LRC ghép nối tiếp, ta phải liên tục cung cấp năng lượng cho mạch để bù đắp lại phần năng lượng đã mất mát do hiệu ứng nhiệt Jun-Lenx. Việc cung cấp năng lượng này được thực hiện bằng cách mắc nối tiếp vào mạch (cũng có trường

hợp mắc song song) một nguồn điện xoay chiều. Ta xét trường hợp thế điện động của nguồn là hàm sin của thời gian t :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \Omega t$$

Mới đầu, dao động trong mạch là chồng chất của hai dao động : dao động tắt dần với tần số góc ω và dao động cưỡng bức với tần số góc Ω . Sau thời gian quá độ, dao động tắt dần coi như không còn nữa ; trong mạch chỉ còn dao động cưỡng bức với tần số góc bằng tần số góc Ω của nguồn.



Hình 8-14. Mạch dao động điện từ cưỡng bức

2. Phương trình dao động điện từ cưỡng bức

Trong thời gian dt , nguồn cung cấp cho mạch một năng lượng bằng $\mathcal{E}Idt$. Năng lượng này sẽ bằng độ tăng năng lượng điện từ dW của mạch và phần năng lượng biến thành nhiệt Jun-Lenx $RI^2 \cdot dt$. Theo định luật bảo toàn và chuyển hoá năng lượng ta có :

$$d\left(\frac{LI^2}{2} + \frac{q^2}{2C}\right) + RI^2 dt = \mathcal{E}Idt.$$

Từ đó suy ra :

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = \mathcal{E} \sin \Omega t.$$

Đạo hàm hai vế theo t và thay $\frac{dq}{dt} = I$

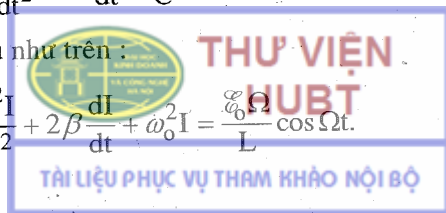
ta được :

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = \mathcal{E}_0 \Omega \cos \Omega t$$

hay với những kí hiệu như trên :

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\beta \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = \frac{\mathcal{E}_0 \Omega}{L} \cos \Omega t.$$

(8-49)



Ta lại được một phương trình vi phân hạng hai tương tự phương trình vi phân (8-33) trong dao động cơ cưỡng bức. Nghiệm tổng quát của phương trình này là tổng của hai nghiệm sau đây :

– Nghiệm tổng quát của phương trình vi phân không có vế phải. Nghiệm này chính là phương trình dao động điện từ tắt dần của mạch dao động.

– Nghiệm riêng của phương trình vi phân có vế phải. Nghiệm này là phương trình dao động điện từ cưỡng bức. Qua thời gian quá độ, trong mạch chỉ còn dao động điện từ cưỡng bức. Nó có dạng :

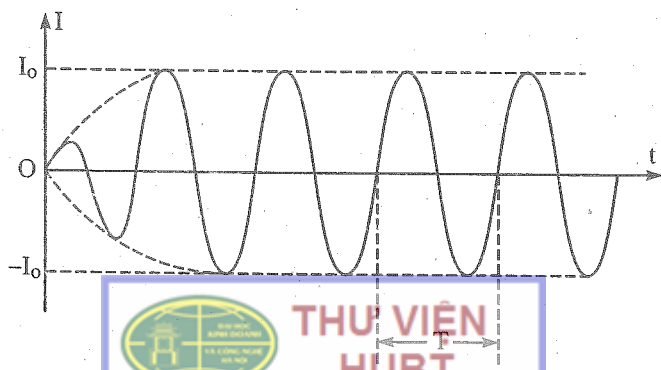
$$I = I_0 \cos(\Omega t + \Phi), \quad (8-50)$$

trong đó Ω là tần số góc của nguồn xoay chiều kích thích ; I_0 và Φ là biên độ và pha ban đầu của dao động. Nếu tính đạo hàm cấp một và cấp hai của phương trình (8-50), rồi thay vào phương trình (8-49), ta sẽ được :

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\Omega L - \frac{1}{\Omega C}\right)^2}} \quad (8-51)$$

và

$$\cotg \Phi = -\frac{\Omega L - \frac{1}{\Omega C}}{R} \quad (8-52)$$



Hình 8-15. Đường biểu diễn dao động điện từ cưỡng bức.

Trong công thức (8-51) đặt

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\Omega L - \frac{1}{\Omega C} \right)^2} \quad (8-53)$$

Z được gọi là *tổng trở* của mạch dao động.

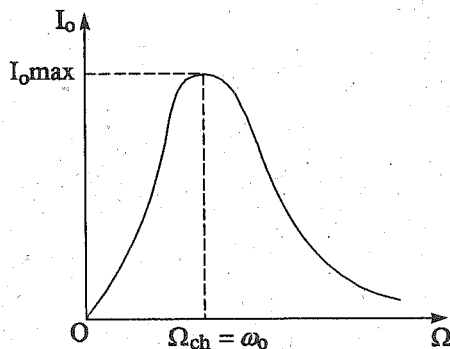
Còn nếu ta đặt $Z_L = \Omega L$ (8-54)

và $Z_C = \frac{1}{\Omega C}$ (8-55)

thì Z_L và Z_C lần lượt được gọi là *cảm kháng* và *dung kháng* của mạch dao động. Chúng đặc trưng cho tính chất cản trở dòng điện xoay chiều của ống dây và tụ điện. Ta thấy rằng nếu Ω lớn thì cảm kháng lớn, dung kháng nhỏ và ngược lại. Như thế nghĩa là ống dây có tác dụng cản trở lớn đối với dòng điện có tần số lớn (cao tần), còn tụ điện có tác dụng cản trở lớn đối với dòng điện có tần số bé (hạ tần).

3. Hiện tượng cộng hưởng điện

Công thức (8-51) chứng tỏ biên độ I_0 của dòng điện cường bức phụ thuộc giá trị của tần số góc Ω của nguồn xoay chiều kích thích. Đặc biệt với một điện trở R nhất định, biên độ I_0 sẽ đạt giá trị cực đại khi tần số góc Ω có giá trị sao cho tổng trở Z của mạch dao động cực tiểu. Theo công thức (8-53), giá trị đó của Ω phải thỏa mãn điều kiện :



Hình 8-16. Đường biểu diễn cộng hưởng điện.



$$\Omega L - \frac{1}{\Omega C} = 0 \text{ hay } \Omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Ta thấy giá trị này của Ω (kí hiệu là Ω_{ch}) đúng bằng tần số góc riêng của mạch dao động

$$\Omega_{ch} = \omega_0. \quad (8-56)$$

Hiện tượng biên độ dòng điện của dao động điện từ cưỡng bức đạt giá trị cực đại được gọi là hiện tượng cộng hưởng điện. Vậy ta có kết luận :

Hiện tượng cộng hưởng điện sẽ xảy ra khi tần số góc của nguồn xoay chiều kích thích có giá trị bằng tần số góc riêng của mạch dao động.

Giá trị Ω_{ch} của tần số góc của nguồn xoay chiều kích thích được gọi là *tần số góc cộng hưởng*. Đường biểu diễn trên hình 8-16 cho ta thấy rõ sự biến thiên của biên độ I_0 của dao động cưỡng bức theo tần số góc Ω của nguồn xoay chiều kích thích. Rõ ràng đường biểu diễn chứng tỏ khi $\Omega = \Omega_{ch} = \omega_0$ thì $I_0 = I_c = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$, khi đó ta có cộng hưởng.

Trong thực tế, muốn có hiện tượng cộng hưởng điện, ta dùng hai phương pháp sau đây :

- Hoặc thay đổi tần số góc kích thích Ω sao cho nó bằng tần số góc riêng ω_0 của mạch dao động.
- Hoặc thay đổi hệ số tự cảm L và điện dung C của mạch dao động sao cho tần số góc riêng ω_0 của mạch đúng bằng tần số góc kích thích Ω .

Hiện tượng cộng hưởng điện được ứng dụng rất rộng rãi trong kĩ thuật vô tuyến điện, thí dụ trong việc thu sóng điện từ (mạch chọn sóng).



§7. CỘNG HƯỞNG THAM SỐ

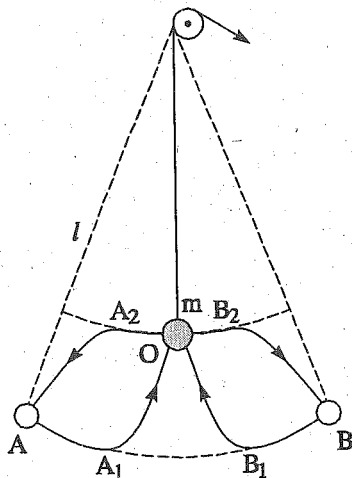
Ở những mục trên đã xét hiện tượng cộng hưởng trong dao động cưỡng bức của một hệ (cơ hoặc điện từ) dưới tác dụng bên ngoài biến đổi tuần hoàn. Trong mục này ta sẽ nói đến hiện tượng *cộng hưởng tham số*: Ở đây bản thân các tham số của hệ thay đổi một cách tuần hoàn; trong những điều kiện thích hợp biên độ dao động của hệ tăng lên.

Để đơn giản ta xét một con lắc toán: Vật nặng có khối lượng m treo ở đầu một sợi dây, dao động giữa hai vị trí giới hạn A và B ở hai bên vị trí cân bằng O. Đầu treo của dây vắt qua một ròng rọc cố định (h.8-17). Nhờ một lực kéo biến đổi tuần hoàn tác dụng vào dây, ta làm cho độ dài l của dây treo con lắc thay đổi một cách tuần hoàn: cụ thể là độ dài l đó tăng đến một giá trị lớn nhất khi con lắc qua hai vị trí giới hạn A và B, và giảm đến một giá trị nhỏ nhất mỗi khi con lắc qua vị trí cân bằng O. Kết quả vật m không chuyển động trên một cung tròn như trong trường hợp l không đổi mà chuyển động theo đường cong AA_1, OB_2, BB_1, OA_2A (h.8-17). Thực nghiệm chứng tỏ khi đó con lắc dao động với biên độ tăng lên rất mạnh.

Để giải thích hiện tượng này, ta xét sự biến thiên tuần hoàn của lực kéo dây treo và cộng của lực kéo đó trong các giai đoạn khác nhau của một chu kỳ dao động.

Lực kéo dây treo, tức là lực căng dây, có cường độ gần bằng

$$mg + \frac{mv^2}{2l}$$



Hình 8-17. Dao động của con lắc có độ dài l thay đổi tuần hoàn.



THƯ VIỆN
HUBT

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

(v là vận tốc dao động của vật có khối lượng m). Lực này giảm đi mỗi khi con lắc qua các vị trí giới hạn tại đó $v = 0$ và tăng lên mỗi khi con lắc qua vị trí cân bằng tại đó v cực đại. Trong quá trình AO lực kéo sinh một công dương, năng lượng của con lắc tăng lên; trong quá trình OB lực kéo sinh một công âm, năng lượng của con lắc giảm đi. Có thể thấy rằng công của lực kéo trong quá trình OA có giá trị lớn hơn giá trị tuyệt đối của công lực kéo trong quá trình OB, nghĩa là trong quá trình AOB năng lượng con lắc thực sự được tăng lên. Quả vậy công của lực kéo trong quá trình AA_1O có thể phân tích như sau :

$$A_{AA_1O} = A_{AA_1} + A_{A_1O},$$

mà $A_{AA_1} \approx 0$ vì trong quá trình này lực coi như vuông góc với đường dịch chuyển (xem hình 8-17).

Vậy $A_{AO} \approx A_{A_1O}$;

tương tự $A_{OB} \approx A_{B_2B}$.

Hai quãng đường A_1O và B_2B gần như nhau nhưng cường độ lực kéo trong quá trình $A_1O \left(mg + \frac{1}{2}mv_{\max}^2 \right)$ lớn hơn so với trong quá trình B_2B , (mg) kết quả :

$$A_{AO} > |A_{OB}|.$$

Vậy cứ sau mỗi nửa chu kỳ AOB, năng lượng dao động của con lắc lại đều đặn tăng lên một lượng xác định. Do đó biên độ dao động của con lắc không ngừng tăng lên.

Bây giờ ta nói đến hiện tượng cộng hưởng tham số trong dao động điện từ. Trong mạch dao động LC, nếu ta làm cho điện dung C hoặc tự cảm L thay đổi một cách tuần hoàn với tần số thích hợp thì có thể làm nảy sinh hiện tượng cộng hưởng nghĩa là biên độ dao động điện từ tăng lên mạnh. Để cụ thể ta xét sự biến thiên giá trị tuyệt đối của điện tích trên mỗi bản của tụ điện trong một chu kỳ dao động T

t	0	$\frac{T}{4}$	$\frac{T}{2}$	$\frac{3T}{4}$	T
q	0	Q_m	0	Q_m	0

Tại thời điểm $t = 0$, ta đưa hai bản tụ điện lại gần nhau một khoảng $d_{\min}$: quá trình này không sinh công vì lực điện tích trên hai bản bằng 0 nghĩa là lực tương tác giữa chúng bằng 0.

Đến thời điểm $t = \frac{T}{4}$ ta đưa hai bản tụ điện ra xa nhau một khoảng

$d_{\max} (> d_{\min})$: quá trình này làm cho điện dung tụ điện giảm đi, do đó năng lượng tụ điện, tức là năng lượng dao động

$$W = \frac{1}{2} \frac{Q_m^2}{C}$$

tăng lên một lượng xác định.

Đến thời điểm $t = \frac{T}{2}$ lại đưa hai bản tụ điện cách nhau khoảng $d_{\min}$: quá trình này như trên đã nói không sinh một công nào cả.

Và các quá trình nói trên tiếp tục lặp lại ở các thời điểm $t = \frac{3T}{4}, t = T...$

Nói cách khác ta làm cho khoảng cách d giữa hai bản tụ điện, nghĩa là điện dung C của tụ điện, biến thiên tuần hoàn

t	0	$\frac{T}{4}$	$\frac{T}{2}$	$\frac{3T}{4}$	T
d	$d_{\min}$	$d_{\max}$	$d_{\min}$	$d_{\max}$	$d_{\min}$
C	$C_{\max}$	$C_{\min}$	$C_{\max}$	$C_{\min}$	$C_{\max}$

Nhờ đó cứ sau mỗi nửa chu kỳ $\left(0, \frac{T}{2}\right) \left(\frac{T}{2}, T\right) ...$ năng lượng dao động của mạch lại tăng lên một lượng xác định: biên độ dao động điện từ trong mạch tăng lên rất mạnh.

Hiện tượng cộng hưởng tham số được ứng dụng nhiều trong kỹ thuật điện.

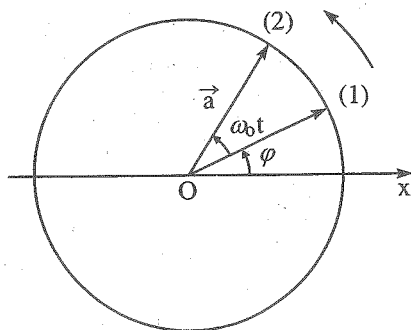
TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

§8. TỔNG HỢP VÀ PHÂN TÍCH CÁC DAO ĐỘNG

Bây giờ ta xét chuyển động tổng hợp của một vật đồng thời tham gia nhiều dao động. Trước hết ta xét phương pháp biểu diễn dao động điều hoà bằng vectơ quay.

1. Phương pháp biểu diễn dao động điều hoà bằng vectơ quay

Có một dao động điều hoà dạng $x = a \cos(\omega t + \varphi)$ theo phương trục Ox. Lấy trục Ox này làm gốc, ta chọn trong mặt phẳng một chiều quay dương (h.8-18). Ta vẽ một vectơ $\vec{a}$ gốc O, chiều dài không đổi và đúng bằng biên độ a của dao động; phương chiều của $\vec{a}$ hợp với trục Ox một góc: $(Ox, \vec{a}) = \varphi =$ pha ban đầu của dao động (vị trí 1).



Hình 8-18. Biểu diễn dao động điều hoà bằng vectơ quay.

Cho $\vec{a}$ quay quanh O theo chiều dương với vận tốc góc không đổi và có trị số bằng tần số góc ω của dao động. Tại thời điểm t , vectơ $\vec{a}$ quay được một góc ωt và làm với trục Ox một góc $(\omega t + \varphi)$ bằng pha của dao động lúc t (vị trí 2). Bây giờ, ta chiếu vectơ $\vec{a}$ (vị trí 2) xuống trục Ox. Hình chiếu của $\vec{a}$ trên Ox sẽ bằng:

$$\text{h.c}/_{Ox} \vec{a} = x = a \cos(\omega t + \varphi). \quad (8-57)$$

Vậy tại mọi thời điểm hình chiếu lên trục Ox của vectơ quay $\vec{a}$ lấy như trên bằng độ dài x của dao động điều hoà. Ta nói rằng vectơ quay $\vec{a}$ đã biểu diễn dao động điều hoà ấy.

Dưới đây ta áp dụng phương pháp này để nghiên cứu việc tổng hợp các dao động điều hoà.

2. Tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương và cùng tần số góc

Trong thực tế, ta thường gặp trường hợp một vật đồng thời tham gia nhiều dao động điều hoà cùng phương, thí dụ như trường hợp trên

hình 8-19. Trước hết, ta xét trường hợp một vật đồng thời tham gia hai dao động điều hoà cùng phương và cùng tần số góc. Giả sử hai dao động điều hoà này có dạng :

$$x_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1),$$

$$x_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Ta phải thiết lập biểu thức của dao động tổng hợp

$$x = x_1 + x_2.$$

Trước hết ta lấy trục Ox làm gốc và biểu diễn (h.8-20).

+ Dao động x_1 bằng vectơ $\vec{a}_1$ có :

– Chiều dài bằng a_1 ,

– Góc $(Ox, \vec{a}_1) = \varphi_1$, tại $t = 0$,

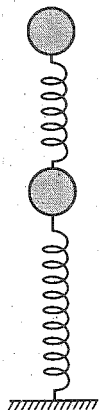
– Quay theo chiều dương với vận tốc góc bằng ω .

+ Dao động x_2 bằng vectơ $\vec{a}_2$ có :

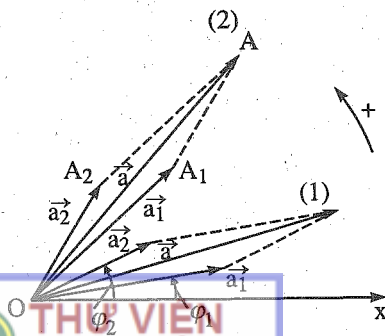
– Chiều dài bằng a_2 ,

– Góc $(Ox, \vec{a}_2) = \varphi_2$, tại $t = 0$,

– Quay theo chiều dương với vận tốc góc bằng ω .



Hình 8-19. Thí dụ về sự tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương.



Hình 8-20. Tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương và cùng tần số góc bằng phương pháp vectơ quay.

Sau đây, theo quy tắc hình bình hành, ta vẽ :

$$\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 \quad (\text{vị trí 1}).$$

Ta sẽ chứng minh rằng vectơ tổng hợp $\vec{a}$ biểu diễn cho dao động tổng hợp x .

Hai vectơ $\vec{a}_1, \vec{a}_2$ quay theo chiều dương với cùng vận tốc góc ω . Vậy, sau một thời gian t , chúng tới vị trí 2 và hợp với trục Ox những góc :

$$(\text{Ox}, \vec{a}_1) = \omega t + \varphi_1 \text{ và } (\text{Ox}, \vec{a}_2) = \omega t + \varphi_2.$$

Đồng thời, theo quy tắc hình bình hành, ta cũng có một vị trí của vectơ tổng hợp $\vec{a}$:

$$\vec{a} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 \quad (\text{vị trí 2}).$$

Chiếu đẳng thức trên xuống trục Ox , theo định lý về hình chiếu, ta có :

$$\text{hc}/_{Ox} \vec{a} = \text{hc}/_{Ox} \vec{a}_1 + \text{hc}/_{Ox} \vec{a}_2.$$

Nhưng ta đã biết : $\text{hc}/_{Ox} \vec{a}_1 = x_1$; $\text{hc}/_{Ox} \vec{a}_2 = x_2$ và $x_1 + x_2 = x$.

Thay vào phương trình trên, ta được :

$$\text{hc}/_{Ox} \vec{a} = x_1 + x_2 = x.$$

Vậy, vectơ tổng hợp $\vec{a}$ đã biểu diễn dao động tổng hợp x .

Bây giờ ta tìm dạng của dao động tổng hợp x . Vì hai vectơ $\vec{a}_1, \vec{a}_2$ cùng quay theo chiều dương với cùng vận tốc góc ω nên hình bình hành OA_1AA_2 không bị biến dạng. Do đó vectơ $\vec{a}$, là đường chéo của hình bình hành này, sẽ có độ lớn a không đổi và cũng quay với vận tốc góc ω . Vậy dao động tổng hợp x , biểu diễn bởi vectơ quay $\vec{a}$, cũng là một dao động điều hoà có biên độ a và cùng tần số góc ω với hai dao động thành phần x_1, x_2 . Ở vị trí 2, vectơ $\vec{a}$ làm với trục Ox một góc $(\text{Ox}, \vec{a}) = \omega t + \varphi$.

Phương trình của dao động tổng hợp x có dạng :



$$x = \frac{hc}{Ox} \vec{a} = a \cos(\omega t + \varphi), \quad (8-58)$$

trong đó a là biên độ và φ là pha ban đầu của dao động tổng hợp x . Để xác định x , ta phải tính a và φ .

Tính a : Từ tam giác OA_1A (vị trí 1), ta có :

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos \widehat{A_1} \quad (\text{với } \widehat{A_1} = \pi - \beta ; \beta = \varphi_2 - \varphi_1),$$

$$a_2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \beta = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

và

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}, \quad (8-59)$$

trong đó $\varphi_2 - \varphi_1 = \omega t + \varphi_2 - (\omega t + \varphi_1) =$ hiệu pha giữa hai dao động x_1, x_2 .

Tính φ : φ là góc hợp bởi vectơ $\vec{a}$ với trục x tại thời điểm ban đầu. Từ tam giác vuông OMA (vị trí 1), ta có :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{AM}{OM}, \quad (8-60)$$

AM chính là hình chiếu của a lên trục phụ thẳng đứng Oy (h.8-20).

Theo định lí về hình chiếu, ta có :

$$\frac{hc}{Oy} \vec{a} = \frac{hc}{Oy} \vec{a}_1 + \frac{hc}{Oy} \vec{a}_2.$$

Vậy $AM = a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2,$

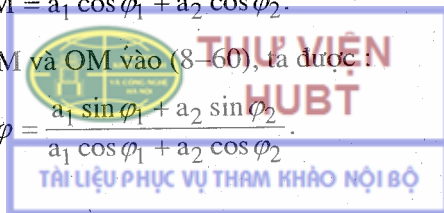
còn OM chính là hình chiếu của $\vec{a}$ lên trục Ox :

$$\frac{hc}{Ox} \vec{a} = \frac{hc}{Ox} \vec{a}_1 + \frac{hc}{Ox} \vec{a}_2.$$

Vậy $OM = a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2.$

Thay giá trị của AM và OM vào (8-60), ta được :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \quad (8-61)$$



Từ công thức (8-61) ta sẽ tính được φ .

Tóm lại, khi tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương và cùng tần số góc, ta sẽ được một dao động điều hoà có cùng phương và cùng tần số góc với các dao động thành phần, còn biên độ và pha ban đầu thì được xác định bởi hai công thức (8-59) và (8-61).

Công thức (8-59) chứng tỏ biên độ a của dao động tổng hợp phụ thuộc hiệu pha $\varphi_2 - \varphi_1$ của các dao động thành phần. Ta xét mấy trường hợp đặc biệt sau đây :

- Nếu $\varphi_2 - \varphi_1 = 2k\pi$ (hai dao động thành phần được gọi là đồng pha) thì biên độ dao động tổng hợp a đạt giá trị cực đại :

$$a_{\max} = a_1 + a_2.$$

lúc này x_1 và x_2 luôn cùng dấu.

- Nếu $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k + 1)\pi$ (hai dao động thành phần được gọi là nghịch pha) thì biên độ dao động tổng hợp a đạt giá trị cực tiểu :

$$a_{\min} = |a_1 - a_2|,$$

lúc này x_1 và x_2 luôn ngược dấu.

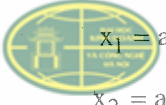
(Ở đây ta lấy giá trị tuyệt đối vì, theo định nghĩa, biên độ a phải dương). Trong trường hợp tổng quát :

$$|a_1 - a_2| \leq a \leq a_1 + a_2.$$

Các kết quả nghiên cứu trên đây sẽ có nhiều ứng dụng trong chương 9 và trong phần Quang học.

3. Tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương và khác tần số góc – Hiện tượng phách

Giả sử ta có hai dao động điều hoà cùng phương, khác tần số góc :


$$\begin{aligned}x_1 &= a_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1), \\x_2 &= a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2).\end{aligned}$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Dùng phương pháp vectơ quay như trên, ta sẽ chứng minh được rằng trong trường hợp này dao động tổng hợp x không phải là một dao động điều hoà, biên độ của nó không phải là một hằng số mà biến thiên với thời gian theo công thức :

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)]}. \quad (8-62)$$

Đặc biệt nếu $a_1 = a_2$ và $\omega_1 \approx \omega_2$ thì dựa vào công thức (8-62) và dựa vào phương pháp vectơ quay ta sẽ thiết lập được dạng sau đây của dao động tổng hợp x :

$$x = \left| 2a_1 \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right| \cdot \cos \left(\frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t + \varphi \right). \quad (8-63)$$

Đường biểu diễn trên hình (8-21) cho ta thấy rõ sự biến thiên của độ dời x theo thời gian t . Trên hình vẽ này, đường vẽ chấm chấm là đường biểu diễn biên độ tổng hợp :

$$a = \left| 2a_1 \cos \left(\frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \right) \right|. \quad (8-64)$$

Còn đường vẽ liền nét là đường biểu diễn của dao động tổng hợp x .

Trong công thức (8-64), vì $\omega_1 \approx \omega_2$ nên $\omega_2 - \omega_1$ rất bé, do đó biên độ của dao động tổng hợp a biến thiên rất chậm theo thời gian với chu kỳ.

$$T = \frac{2\pi}{\omega_2 - \omega_1}. \quad (8-65)$$

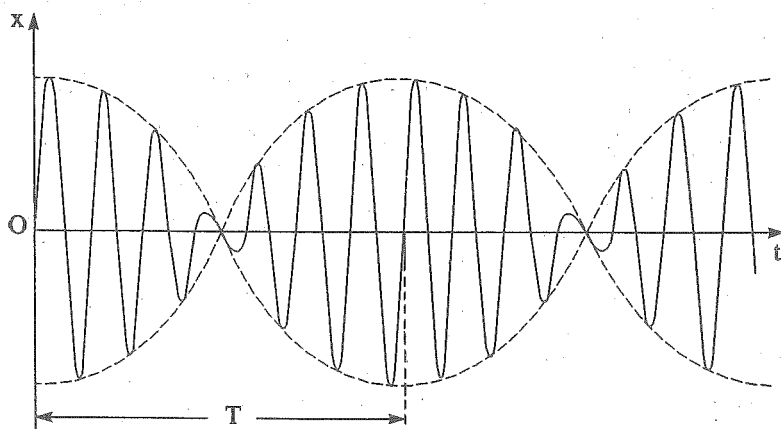
Tần số biến thiên của a bằng :

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2\pi} \text{ hay } \nu = \nu_2 - \nu_1, \quad (8-66)$$

trong đó ν_1 và ν_2 là tần số của hai dao động thành phần x_1 và x_2 .

Tóm lại, khi tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương, cùng biên độ và tần số góc khác nhau rất ít, ta sẽ được một dao động không điều hoà, có biên độ biến đổi chậm theo thời gian với tần số bằng hiệu tần số của hai dao động thành phần. Đó là hiện tượng phách.

Hiện tượng này có nhiều ứng dụng trong kĩ thuật, đặc biệt là kĩ thuật vô tuyến điện.



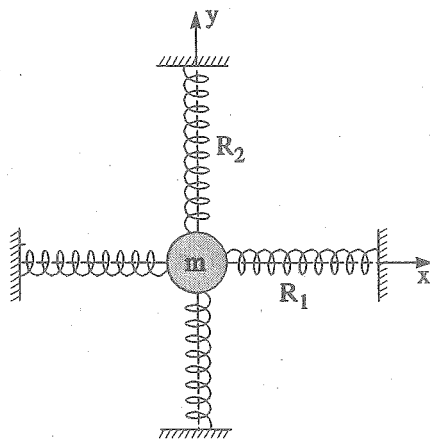
Hình 8-21. Đường biểu diễn hiện tượng phách.

4. Tổng hợp hai dao động điều hoà có phương vuông góc với nhau

Để đơn giản, ta xét chủ yếu trường hợp hai dao động điều hoà có phương vuông góc và có cùng tần số góc. Giả sử có một chất điểm khối lượng m , đặt giữa hai lò xo vuông góc (h.8-22). Lò xo R_1 có tác dụng làm chất điểm dao động điều hoà dọc trục Ox theo phương trình $x = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$. Lò xo

R_2 có tác dụng làm chất điểm dao động điều hoà dọc trục Oy , vuông góc với trục Ox , theo phương trình $y = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$.

Ta phải thiết lập phương trình quỹ đạo của chất điểm m .



Hình 8-22. Vật đồng thời chịu hai dao động điều hoà vuông góc.

Từ hai phương trình của x và y, ta rút ra :

$$\frac{x}{a_1} = \cos \omega t \cdot \cos \varphi_1 - \sin \omega t \cdot \sin \varphi_1, \quad (8-67)$$

và
$$\frac{y}{a_2} = \cos \omega t \cdot \cos \varphi_2 - \sin \omega t \cdot \sin \varphi_2. \quad (8-68)$$

Nhân phương trình (8-67) với $\cos \varphi_2$ và phương trình (8-68) với $(-\cos \varphi_1)$, rồi cộng vế với vế, ta được

$$\begin{aligned} \frac{x}{a_1} \cos \varphi_2 - \frac{y}{a_2} \cos \varphi_1 &= \sin \omega t (\sin \varphi_2 \cos \varphi_1 - \sin \varphi_1 \cos \varphi_2) = \\ &= \sin \omega t \cdot \sin (\varphi_2 - \varphi_1). \end{aligned} \quad (8-69)$$

Lại nhân phương trình (8-67) với $\sin \varphi_2$ và phương trình (8-68) với $-\sin \varphi_1$, rồi cũng cộng vế với vế, ta được :

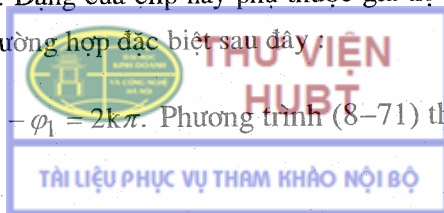
$$\begin{aligned} \frac{x}{a_1} \sin \varphi_2 - \frac{y}{a_2} \sin \varphi_1 &= \cos \omega t (\cos \varphi_1 \sin \varphi_2 - \cos \varphi_2 \sin \varphi_1) = \\ &= \cos \omega t \cdot \sin (\varphi_2 - \varphi_1). \end{aligned} \quad (8-70)$$

Bình phương cả hai phương trình (8-69) và (8-70), rồi cộng vế với vế, ta được phương trình quỹ đạo của chất điểm :

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} - 2 \frac{xy}{a_1 a_2} \cos (\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2 (\varphi_2 - \varphi_1). \quad (8-71)$$

Đây là phương trình của một đường elip. Vậy chuyển động tổng hợp của hai dao động điều hoà cùng tần số, có phương vuông góc là một chuyển động elip. Dạng của elip này phụ thuộc giá trị của hiệu pha $\varphi_2 - \varphi_1$. Ta xét mấy trường hợp đặc biệt sau đây :

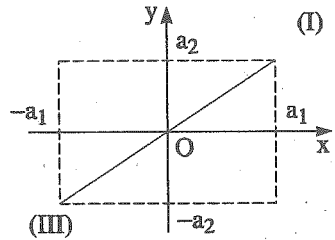
a) Trường hợp $\varphi_2 - \varphi_1 = 2k\pi$. Phương trình (8-71) thành :



$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} - \frac{2xy}{a_1 a_2} = \left(\frac{x}{a_1} - \frac{y}{a_2} \right)^2$$

hay
$$\frac{x}{a_1} - \frac{y}{a_2} = 0. \quad (8-72)$$

Phương trình (8-72) chứng tỏ quỹ đạo của chất điểm m trong trường hợp này là một đoạn thẳng nằm trong góc phần tư I và III (h.8-23). Nó chính là một đường chéo của hình chữ nhật cạnh $2a_1$ và $2a_2$. Chất điểm dao động trên đoạn thẳng này. Vị trí cân bằng bên là điểm O.



Hình 8-23. Quỹ đạo của chất điểm trong trường hợp $\varphi_1 - \varphi_2 = 2k\pi$.

b) Trường hợp

$$\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\pi.$$

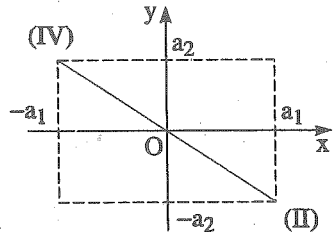
Phương trình (8-71) thành :

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} + \frac{2xy}{a_1 a_2} = \left(\frac{x}{a_1} + \frac{y}{a_2} \right)^2 = 0$$

hay

$$\frac{x}{a_1} + \frac{y}{a_2} = 0. \quad (8-73)$$

Phương trình (8-73) chứng tỏ quỹ đạo của chất điểm m là một đoạn thẳng nằm trong góc phần tư II và IV (h.8-24). Nó chính là đường chéo thứ hai của hình chữ nhật nói trên. Chất điểm m dao động trên đoạn thẳng này. Vị trí cân bằng bên cũng là điểm O.



Hình 8-24. Quỹ đạo của chất điểm trong trường hợp : $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\pi$

c) Trường hợp $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\frac{\pi}{2}$. Phương trình (8-71) thành :

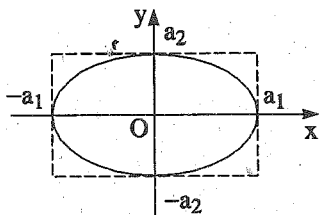
$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} = 1. \quad (8-74)$$

Phương trình (8-74) chứng tỏ quỹ đạo của chất điểm m là một elíp, lấy Ox, Oy làm trục và có hai bán trục là a_1, a_2 (h.8-25).

Theo phương trình này, khi x tăng thì y giảm và ngược lại (xét chúng theo giá trị tuyệt đối) nên chiều chuyển động của chất điểm m trên quỹ đạo elíp này là chiều mũi tên trên hình 8-25.

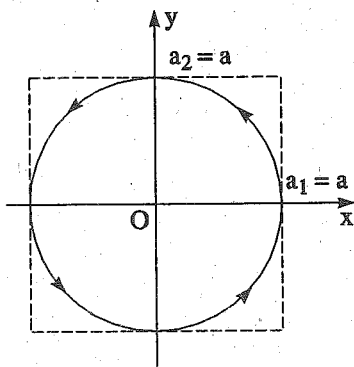
Đặc biệt trong trường hợp này nếu ta có : $a_1 = a_2 = a$ thì phương trình (8-74) sẽ thành :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1 \text{ hay } x^2 + y^2 = a^2. \quad (8-75)$$



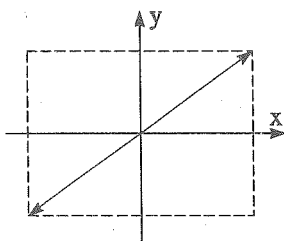
Hình 8-25. Quỹ đạo của chất điểm trong

trường hợp $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\frac{\pi}{2}$.

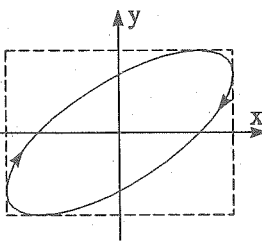


Hình 8-26. Quỹ đạo của chất điểm khi

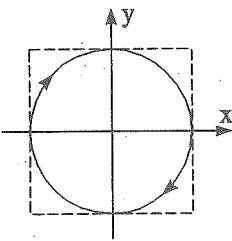
$a_1 = a_2$ và $\varphi_2 - \varphi_1 = (2k+1)\frac{\pi}{2}$.



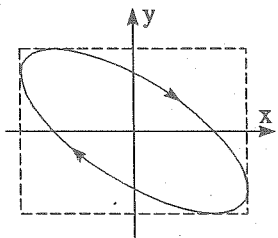
$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0$$



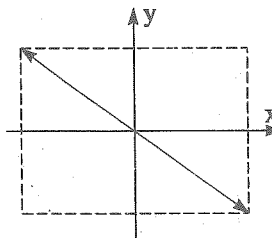
$$0 < \varphi_2 - \varphi_1 < \frac{\pi}{2}$$



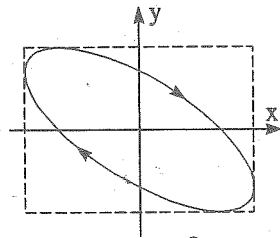
$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}$$



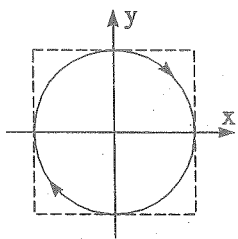
$$\frac{\pi}{2} < \varphi_2 - \varphi_1 < \pi$$



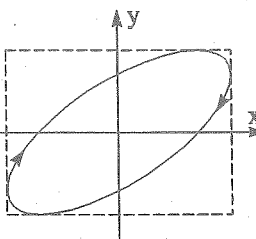
$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$$



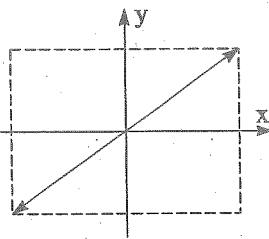
$$\pi < \varphi_2 - \varphi_1 < \frac{3\pi}{2}$$



$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{3\pi}{2}$$



$$\frac{3\pi}{2} < \varphi_2 - \varphi_1 < 2\pi$$



$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi$$

Hình 8-27. Các dạng quỹ đạo của chất điểm khi $\varphi_2 - \varphi_1 = 0, \pi, 2\pi$ và $a_1 = a_2$.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Khi đó quỹ đạo của chất điểm m sẽ là một vòng tròn tâm O bán kính a (h.8-26). Cũng lý luận như trên, ta thấy chiều chuyển động của chất điểm m trên vòng tròn này phải là chiều của mũi tên trên hình 8-26.

d) Các giá trị trung gian của hiệu pha $\varphi_2 - \varphi_1$ cho ta những đường elip hoặc nghiêng trái hoặc nghiêng phải.

Ta có thể tóm tắt các dạng quỹ đạo chuyển động của chất điểm m, trong một khoảng biến thiên từ 0 đến 2π của $\varphi_2 - \varphi_1$ và trong trường hợp đơn giản $a_1 = a_2$, bằng một dãy hình vẽ trên hình 8-27.

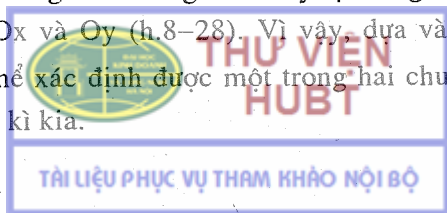
Kết luận : Tổng hợp hai dao động điều hoà có phương vuông góc với nhau và cùng tần số là một chuyển động elip (trong những trường hợp riêng là một dao động điều hoà).

5. Trường hợp hai dao động có phương vuông góc nhưng có tần số góc khác nhau

Giả sử ta có hai dao động điều hoà thực hiện trên hai phương vuông góc, khác tần số góc :

$$x = a_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \text{ và } y = a_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2).$$

Trong trường hợp này, quỹ đạo của chất điểm m (thực hiện đồng thời cả hai dao động x và y) là những đường phức tạp, gọi là những đường Litxaju. Những đường này đều nội tiếp trong một hình chữ nhật có hai cạnh là $2a_1$ và $2a_2$: Hình dạng của chúng phụ thuộc vào tỉ số ω_2 / ω_1 hay T_1 / T_2 (T_1 và T_2 là chu kỳ của hai dao động thành phần). Người ta đã chứng minh rằng tỉ số này lại đúng bằng tỉ số các múi dọc theo trục Ox và Oy (h.8-28). Vì vậy, dựa vào các đường Litxaju này, ta có thể xác định được một trong hai chu kỳ T_1 và T_2 nếu ta biết được chu kỳ kia.



6. Phân tích một dao động tuần hoàn thành tổng các dao động điều hoà

Trong thực tế ta ít gặp các dao động điều hoà, mà thường chỉ gặp các dao động phức tạp có biên độ biến đổi theo thời gian $a = f(t)$. Nhưng ta có thể phân tích một dao động tuần hoàn thành một tổng các dao động điều hoà. Thí dụ một dao động tuần hoàn phức tạp có dạng :

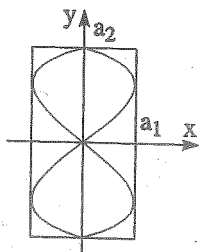
$$x = a(1 + \cos \omega_0 t) \cdot \cos \omega t.$$

Dùng phép phân tích lượng giác, ta có thể viết :

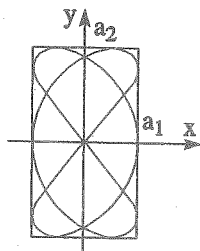
$$x = a \cos \omega t + a \cos \omega_0 t \cdot \cos \omega t =$$

$$= a \cos \omega t + \frac{1}{2} a [\cos(\omega + \omega_0) t + \cos(\omega - \omega_0) t]$$

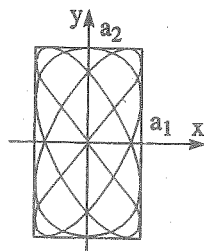
hay
$$x = a \cos \omega t + \frac{1}{2} a \cos(\omega + \omega_0) t + \frac{1}{2} a \cos(\omega - \omega_0) t.$$



a) $\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{2}$



b) $\frac{T_1}{T_2} = \frac{2}{3}$



c) $\frac{T_1}{T_2} = \frac{3}{4}$

Hình 8-28. Đường Litzaju.

Như vậy ta đã phân tích dao động tuần hoàn phức tạp x thành ba dao động điều hoà có tần số ω , $\omega + \omega_0$, $\omega - \omega_0$.

Trong trường hợp tổng quát, lí thuyết về cấp số lượng giác chứng minh rằng, một hàm tuần hoàn $x = f(t)$ có chu kỳ $T = \frac{2\pi}{\omega}$ có thể viết dưới dạng một cấp số lượng giác vô hạn, gọi là cấp số Fourier :

$$x = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots + B_1 \sin \omega t + \dots + B_2 \sin 2\omega t + B_3 \sin 3\omega t + \dots$$

Các hệ số $A_0, A_1, A_2, A_3, \dots$ và $B_1, B_2, B_3, \dots$ được xác định tùy theo $f(t)$. Nếu $f(t)$ là một hàm chẵn thì các hệ số $B_1, B_2, B_3, \dots$ đều bằng không và cấp số trên chỉ còn bằng :

$$x = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \cos 3\omega t + \dots$$

Còn nếu $f(t)$ là một hàm lẻ thì các hệ số $A_0, A_1, A_2, A_3, \dots$ đều bằng không và cấp số trên chỉ còn bằng :

$$x = B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2\omega t + B_3 \sin 3\omega t + \dots$$

Như vậy, một dao động tuần hoàn $x = f(t)$ chu kì T , có thể được phân tích thành tổng các dao động điều hoà có chu kì lần lượt là $T, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \frac{T}{4}, \dots$ (định lí Fuariê)⁽¹⁾.

7. Biểu diễn dao động bằng số phức

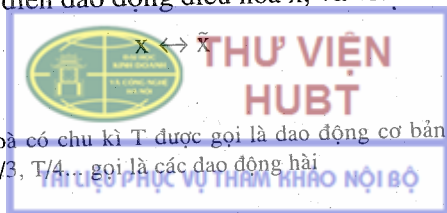
Trong khi tính toán các dao động người ta còn dùng số phức để biểu diễn các dao động. Ta biết rằng một dao động hình sin :

$$x = a \cos(\omega t + \varphi) \quad (8-76)$$

được hoàn toàn xác định khi đã biết biên độ a và pha $\alpha = \omega t + \varphi$ của nó, (còn trong biểu thức của x có thể viết $\cos$ hay $\sin$ cũng không quan trọng lắm). Vì vậy ta có thể biểu diễn dao động điều hoà x bằng số phức sau đây, kí hiệu là $\tilde{x}$:

$$\tilde{x} = ae^{i(\omega t + \varphi)} ; \quad (8-77)$$

ta nói số phức $\tilde{x}$ biểu diễn dao động điều hoà x , và viết :



(1) Dao động điều hoà có chu kì T được gọi là dao động cơ bản ; các dao động điều hoà có chu kì $T/2, T/3, T/4, \dots$ gọi là các dao động hài

Rõ ràng là :

$$a = \text{môđun của } \tilde{x} = |\tilde{x}|,$$

$$\alpha = \omega t + \varphi = \text{argumen của } \tilde{x} = \arg \tilde{x}. \quad (8-78)$$

Thí dụ : Biểu diễn tổng hợp hai dao động cùng phương sau đây bằng số phức $x_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$; $x_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$.

$$x_1 \leftrightarrow \tilde{x}_1 = a_1 e^{i(\omega t + \varphi_1)} ; x_2 \leftrightarrow \tilde{x}_2 = a_2 e^{i(\omega t + \varphi_2)}$$

$$\text{Vậy } x = x_1 + x_2 \leftrightarrow \tilde{x} = \tilde{x}_1 + \tilde{x}_2,$$

$$\tilde{x} = a_1 e^{i(\omega t + \varphi_1)} + a_2 e^{i(\omega t + \varphi_2)} = (a_1 e^{i\varphi_1} + a_2 e^{i\varphi_2}) e^{i\omega t}. \quad (8-79)$$

Mặt khác nếu $x = a \cos(\omega t + \varphi)$ thì

$$x \leftrightarrow \tilde{x} = a e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (8-80)$$

So sánh (8-79) và (8-80) ta suy ra :

$$a e^{i\varphi} = a_1 e^{i\varphi_1} + a_2 e^{i\varphi_2}.$$

Từ đây dễ dàng suy ra :

$$a = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)}$$

và

$$\text{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}.$$

Chương 9

SÓNG CƠ

Khi một phần tử trong môi trường chất thực hiện dao động thì do tương tác, dao động có thể truyền sang các phần tử khác và cứ thế truyền đi khắp môi trường, tạo thành sóng cơ.

Trong chương này ta sẽ nghiên cứu những tính chất của sóng cơ và những hiện tượng do sóng cơ gây ra, đặc biệt là các hiện tượng giao thoa và nhiễu xạ.

§1. CÁC KHÁI NIỆM MỞ ĐẦU

1. Sự hình thành sóng cơ trong môi trường chất

Các môi trường chất đàn hồi (khí, lỏng hay rắn) có thể coi như các môi trường liên tục gồm các phần tử liên kết chặt chẽ với nhau. Lúc bình thường, mỗi phần tử có một vị trí cân bằng bền.

Nếu tác dụng lực lên một phần tử A nào đó của môi trường thì phần tử này rời khỏi vị trí cân bằng bền. Do tương tác, các phần tử bên cạnh, một mặt kéo phần tử A về vị trí cân bằng, một mặt cũng chịu lực tác dụng và do đó cũng thực hiện dao động. Hiện tượng tiếp tục xảy ra đối với các phần tử khác của môi trường. Những dao động cơ lan truyền trong môi trường đàn hồi được gọi là sóng đàn hồi hay gọi tắt là sóng cơ.

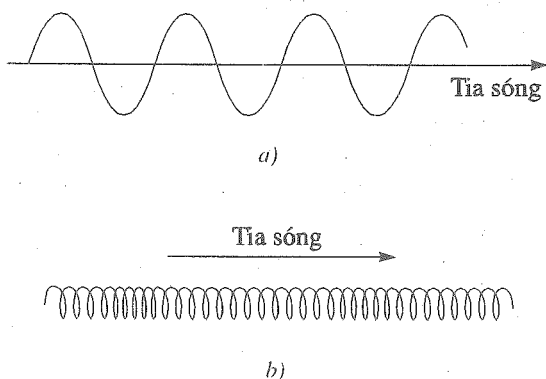
Điểm khác nhau quan trọng giữa các sóng cơ trong môi trường với bất kì một chuyển động có trật tự nào của một phần tử môi trường là ở

chỗ sự truyền sóng ứng với những kích động nhỏ không kèm theo quá trình vận chuyển chất.

Ta cũng thấy rằng sóng cơ không thể truyền trong chân không vì trong đó không có môi trường đàn hồi.

Người ta gọi vật gây kích động là *nguồn sóng* ; phương truyền sóng là *tia sóng*, không gian mà sóng truyền qua là *trường sóng*.

2. Sóng ngang và sóng dọc



Hình 9-1. Sóng ngang và sóng dọc.

Dựa vào cách truyền sóng, ta chia sóng cơ ra thành hai loại : sóng ngang và sóng dọc.

Sóng ngang là sóng mà phương dao động của các phần tử môi trường vuông góc với tia sóng ; thí dụ : sóng truyền trên một sợi dây dài khi ta rung nhẹ một đầu (h.9-1a).

Sóng ngang xuất hiện trong các môi trường có tính đàn hồi về hình dạng. Tính chất này chỉ có ở vật rắn.

Sóng dọc là sóng mà phương dao động của các phần tử môi trường trùng với tia sóng, thí dụ : khi ta nén và kéo giãn của lò xo rồi bỏ tay ra (h.9-1b), trên lò xo xuất hiện những đoạn lò xo bị nén lại và đoạn lò

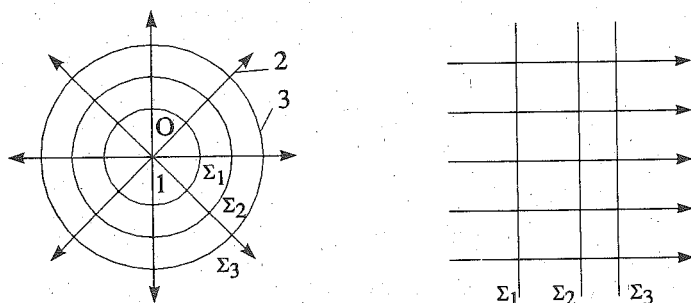
xoắn dần ra. Hình ảnh những đoạn này truyền dọc theo lò xo chính là sóng dọc.

Sóng dọc xuất hiện trong các môi trường *chịu biến dạng về thể tích*. Do đó nó truyền được trong các vật rắn cũng như trong các môi trường lỏng và khí.

Trường hợp ngoại lệ là các *sóng mặt* xuất hiện trên các mặt thoáng của chất lỏng hoặc mặt phân cách những môi trường lỏng không trộn lẫn vào nhau. Trong trường hợp này các phần tử của chất lỏng đồng thời thực hiện các dao động dọc và ngang, vẽ nên những quỹ đạo elíp hay phức tạp hơn (xem chương 8).

3. Mặt sóng và mặt đầu sóng. Sóng cầu và sóng phẳng

Quỹ tích những điểm trong trường sóng mà ở đó các dao động có cùng giá trị pha (nghĩa là những điểm có cùng trạng thái dao động) được gọi là *mặt sóng*. Ứng với những giá trị pha khác nhau, ta có họ các mặt sóng khác nhau. Giới hạn giữa phần môi trường mà sóng đã truyền qua và phần chưa bị kích động được gọi là *mặt đầu sóng*. Dựa vào dạng của mặt đầu sóng người ta chia các sóng ra thành *sóng cầu* và *sóng phẳng*.



a)



Hình 9-2. Sóng cầu (a) và sóng phẳng (b)

1. Nguồn sóng. 2. Tia sóng. 3. Mặt sóng.

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Đối với môi trường đồng chất và đẳng hướng, mặt đầu sóng là mặt cầu có tâm ở nguồn sóng, tia sóng vuông góc với mặt đầu sóng^(*), nghĩa là trùng phương với bán kính của mặt cầu (h.9-2a). Nếu nguồn sóng ở rất xa phần môi trường mà ta khảo sát thì mặt sóng là những mặt phẳng song song. Trong trường hợp này các tia sóng là những đường thẳng song song với nhau và thẳng góc với các mặt sóng (h.9-2b).

4. Các đặc trưng của sóng

a) *Vận tốc sóng* : Vận tốc sóng là quãng đường mà sóng truyền được sau một đơn vị thời gian.

Trong lí thuyết đàn hồi, người ta đã chứng minh được trong môi trường đẳng hướng, vận tốc của sóng dọc bằng :

$$v = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}} \text{ hay } v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad (9-1)$$

trong đó α , $E = \frac{1}{\alpha}$, ρ lần lượt là hệ số đàn hồi, suất đàn hồi (còn gọi là suất Yăng) và khối lượng riêng của môi trường ; còn vận tốc của sóng ngang bằng :

$$v = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (9-2)$$

với G là suất trượt của môi trường.

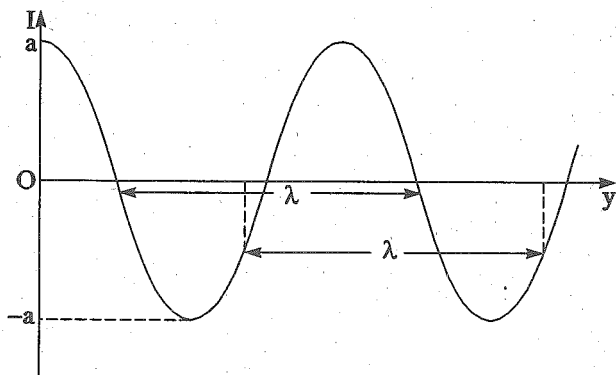
b) *Chu kì và tần số* : Chu kì T và tần số ν của sóng là chu kì và tần số của các phần tử dao động của môi trường.

c) *Bước sóng* : Bước sóng λ của sóng là quãng đường mà sóng truyền được sau khoảng thời gian bằng một chu kì (h.9-3).



$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu} \quad (9-3)$$

(*) Đối với môi trường không đẳng hướng thì tia sóng không thẳng góc với mặt sóng.



Hình 9-3. Bước sóng.

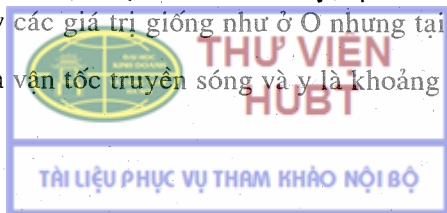
Từ hình vẽ, ta thấy *bước sóng* là khoảng cách ngắn nhất giữa các điểm có dao động cùng pha.

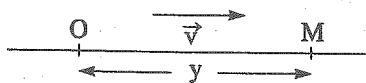
§2. HÀM SÓNG

Xét dao động của một đại lượng u (đại lượng dao động) như độ rời của một phần tử dao động, độ biến thiên áp suất trong môi trường khí... lan truyền dọc theo một phương xác định mà ta lấy là trục y (h.9-4). Giả sử tại điểm $y = 0$ (tức là tại điểm O) đại lượng x biến thiên theo thời gian với quy luật :

$$u = f(t), y = 0.$$

Vì dao động truyền đi nên ở một điểm M bất kỳ, tại thời điểm t , đại lượng dao động x sẽ lấy các giá trị giống như ở O nhưng tại thời điểm $t' = t - \frac{y}{v}$, trong đó v là vận tốc truyền sóng và y là khoảng cách từ M tới điểm O .





Hình 9-4. Thiết lập hàm sóng.

Nói một cách khác :

$$u(y, t) = u(0, t') \text{ hay } u(y, t) = f\left(t - \frac{y}{v}\right). \quad (9-4)$$

Sóng truyền theo một phương xác định và đặc trưng bằng các dao động xảy ra hoàn toàn giống nhau trên các mặt phẳng thẳng góc với phương truyền sóng (tia sóng) được gọi là *sóng phẳng chạy*. Biểu thức (9-4) mô tả sóng phẳng chạy theo trục y với vận tốc v gọi là *hàm sóng*.

Sóng đơn giản nhất là *sóng phẳng đơn sắc*. Đó là sóng mà dao động tại mỗi điểm là dao động điều hoà, đại lượng dao động u sóng đó được xác định theo biểu thức :

$$u = A \cos \left[\omega \left(t - \frac{y}{v} \right) + \varphi_0 \right], \quad (9-5)$$

với A là biên độ $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ là tần số góc, và $\omega \left(t - \frac{y}{v} \right) + \varphi_0$ là pha của sóng, trong đó φ_0 là pha ban đầu. Thường chọn $\varphi_0 = 0$, do đó (9-5) có dạng

$$u = A \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right). \quad (9-6)$$

thường được gọi là hàm sóng.

Có thể biểu diễn (9-6) dưới những dạng khác :

$$u = A \cos \left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (9-6')$$

$$\text{hay } u = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right). \quad (9-6'')$$

Để tiện tính toán, trong một số trường hợp người ta còn biểu diễn hàm sóng dưới dạng số phức.

Ta biết rằng u theo (9-6') là phần thực của số phức :

$$Ae^{-i\left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda}\right)}. \text{ Vì vậy người ta biểu diễn } u \text{ dưới dạng :}$$

$$u = Ae^{-i\left(\omega t - 2\pi \frac{y}{\lambda}\right)}, \quad (9-7)$$

với cách hiểu u chỉ là phần thực của số phức đó.

Nếu gọi $\vec{n}$ là vector đơn vị cho biết chiều truyền sóng thì $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \vec{n}$

gọi là *vector sóng* và ta có $\frac{2\pi y}{\lambda} = \vec{k} \cdot \vec{r}$ với $\vec{r}$ là bán kính vector vẽ tới điểm mà ta khảo sát dao động.

Do đó (9-7) trở thành :

$$u = Ae^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}. \quad (9-8)$$

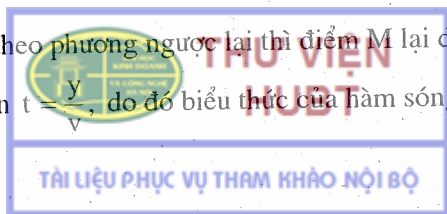
Chú thích

a) Đối với sóng cầu, người ta đã chứng minh được rằng biên độ sóng tỉ lệ nghịch với khoảng cách y kể từ nguồn sóng. Khi đó hàm sóng có dạng :

$$u = k \frac{A}{y} \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), \quad (9-9)$$

trong đó k là hệ số tỉ lệ.

b) Nếu sóng truyền theo phương ngược lại thì điểm M lại dao động trước điểm O một thời gian $t = \frac{y}{v}$, do đó biểu thức của hàm sóng bây giờ là :



$$u = A \cos \omega \left(t + \frac{y}{v} \right) \quad (9-10)$$

hay
$$u = A \cos \left(\omega t + \frac{2\pi y}{\lambda} \right) \quad (9-10')$$

hay dưới dạng phức $u = Ae^{-i(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})}$.

Dễ dàng thấy rằng các sóng biểu diễn qua giá trị của u trong những biểu thức ở trên có tính chất *tuần hoàn theo cả thời gian*

(với chu kì $T = \frac{2\pi}{\omega}$) và *không gian* (với bước sóng $\lambda = vT$):

$$u(t + T) = u(t) ; u(y + \lambda) = u(y).$$

Hàm sóng là nghiệm của một phương trình vi phân có tên là *phương trình truyền sóng*. Có thể tìm thấy dạng của phương trình truyền sóng bằng cách sau: lấy đạo hàm hạng hai của u theo thời gian

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\omega^2 u ;$$

mặt khác, lấy đạo hàm hạng hai của u theo không gian:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{\omega^2 u}{v^2}.$$

Dễ dàng thấy rằng:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} ; \quad (9-11)$$

đây chính là phương trình truyền sóng đối với sóng truyền theo phương y .

Nếu sóng truyền trong khắp không gian 3 chiều và tọa độ các điểm dao động được xác định bằng ba trục X, Y, Z thì phương trình truyền sóng có dạng tổng quát sau:

$$\Delta u = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (9-12)$$

hay $\square u = 0, \quad (9-13)$

với kí hiệu : $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}$, gọi là *toán tử Laplát* và

$$\square = \Delta - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \text{ gọi là toán tử Đalămbe.}$$

§3. NĂNG LƯỢNG SÓNG CƠ

Khi một phần tử của môi trường bị kích động, nó nhận được năng lượng từ nguồn sóng. Dao động được truyền đi, tạo thành sóng thì năng lượng này được truyền đi trong môi trường. Ta hãy tìm biểu thức của năng lượng sóng.

1. Năng lượng sóng

Giả sử xét một phần của môi trường đồng chất và đẳng hướng, có thể tích V , nằm trên phương truyền y của sóng.

Nếu hàm sóng có dạng $x = a \cos\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right)$ thì ta có thể chứng minh được rằng năng lượng sóng trong phần thể tích nhỏ δV đó được tính theo biểu thức :

$$\delta W = \delta V \rho \omega^2 a^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right) \quad (9-14)$$

nghĩa là nó tỉ lệ với thể tích đó, với khối lượng riêng của môi trường, với bình phương của tần số và của biên độ sóng. Năng lượng của

sóng cũng có tính chất tuần hoàn theo thời gian và không gian với các chu kỳ T và λ .

Có thể tìm thấy biểu thức (9-14) theo cách sau :

Năng lượng δW trong thể tích δV gồm có động năng W_d và thế năng tương tác W_t của các phần tử môi trường trong thể tích đó :

$$\delta W = W_d + W_t.$$

Nếu gọi m là khối lượng tổng cộng của các phần tử đó và u là vận tốc của chuyển động dao động của mỗi phần tử này thì

$$W_d = \frac{1}{2} \cdot m u^2.$$

$$\text{Vì } m = \rho \delta V \text{ và } u = \frac{dx}{dt} = -a\omega \sin\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right)$$

$$\text{nên : } W_d = \frac{1}{2} \rho \delta V \omega^2 a^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right). \quad (9-15)$$

Thế năng tương tác W_t được tính theo lí thuyết đàn hồi :

$$W_t = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha}\right) \left(\frac{dx}{dy}\right)^2 \cdot \delta V,$$

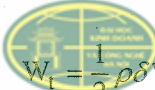
trong đó dx là hiệu số độ dời của các phần tử cách nhau một đoạn dy .

Ta có :

$$\frac{dx}{dy} = \frac{a\omega}{v} \sin\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right),$$

$$\text{và } v \text{ được tính theo (23-1) : } v = \sqrt{\frac{1}{\alpha\rho}}.$$

Do đó :



**THƯ VIỆN
HISTORY**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

$$W_t = \frac{1}{2} \rho \delta V \omega^2 a^2 \sin^2\left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda}\right). \quad (9-16)$$

Từ (9-15) và (9-16) ta nhận thấy thế năng tương tác của các phần tử môi trường trong thể tích V bằng động năng của chúng.

Cuối cùng ta được :

$$\delta W = \delta V \rho \omega^2 a^2 \sin^2 \left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right).$$

2. Mật độ năng lượng sóng

Mật độ năng lượng sóng w là phần năng lượng có trong một đơn vị thể tích của môi trường.

Từ (9-14) ta suy ra :

$$w = \frac{\delta W}{\delta V} = \rho \omega^2 a^2 \sin^2 \left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right). \quad (9-17)$$

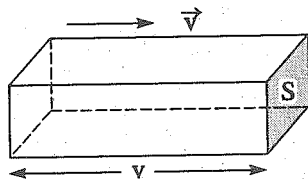
Ta thấy mật độ năng lượng sóng biến thiên theo thời gian ; nhưng ta có thể tính giá trị trung bình của nó trong một chu kì. Vì giá trị trung bình của $\sin^2 \left(\omega t - \frac{2\pi y}{\lambda} \right)$ trong một chu kì bằng 1/2 nên theo (9-17) mật độ năng lượng trung bình của sóng bằng :

$$\bar{w} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 a^2. \quad (9-18)$$

3. Năng thông sóng. Vector Umópp – Pointing

Năng thông sóng P qua một mặt nào đó trong môi trường là một đại lượng về trị số, bằng năng lượng sóng gửi qua mặt đó trong một đơn vị thời gian.

Giả sử có mặt S thẳng góc với phương của vận tốc sóng. Sau một thời gian bằng đơn vị, phần năng lượng sóng gửi qua S bằng năng lượng chứa trong hình hộp tiết diện ngang S và độ dài v (h.9-5).



Hình 9-5. Năng thông sóng qua mặt S

Phần năng lượng này chính là năng thông sóng qua S

$$P = wSv.$$

Giá trị trung bình tính trong một chu kì của năng thông sóng bằng

$$\bar{P} = \bar{w}Sv = \frac{1}{2} \rho \omega^2 a^2 Sv \quad (9-20)$$

Ta cũng có định nghĩa : mật độ năng thông trung bình $\bar{\mathcal{P}}$ là năng thông trung bình gửi qua một đơn vị diện tích :

$$\bar{\mathcal{P}} = \frac{\bar{P}}{S} = \bar{w}.v. \quad (9-21)$$

Vì năng lượng sóng được truyền đi theo chiều của vận tốc $\vec{v}$ của sóng nên có thể biểu diễn mật độ năng thông sóng dưới dạng vectơ :

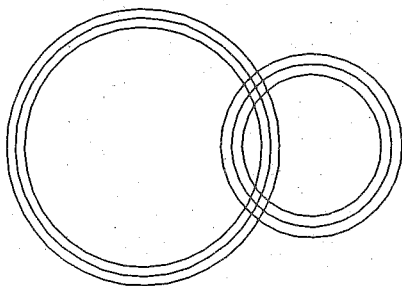
$$\vec{\mathcal{P}} = \bar{w}.\vec{v}. \quad (9-21')$$

Vectơ $\vec{\mathcal{P}}$ là vectơ Umópp – Pointing.

§4. SỰ GIAO THOA SÓNG

Khi có nhiều sóng có biên độ nhỏ, đồng thời truyền qua một miền nào đó của môi trường đàn hồi thì dao động của mỗi điểm trong miền đó là tổng hợp các dao động gây bởi từng sóng riêng rẽ. Các sóng đó không làm nhiễu loạn nhau. Sau khi gặp nhau, các sóng vẫn truyền đi như khi chúng truyền đi riêng rẽ. Đó là nội dung của nguyên lí chồng chất sóng được tìm ra bằng thực nghiệm. Nguyên lí này được minh hoạ bằng hình 9-6.

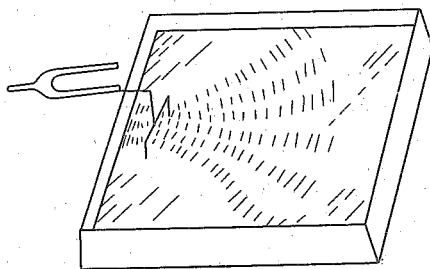
Dưới đây chúng ta chỉ khảo sát trường hợp đơn giản nhất : trường hợp các sóng có biên độ rất nhỏ kết hợp, nghĩa là có tần số giống nhau và hiệu pha không thay đổi theo thời gian (nếu chúng có cùng biên độ và cùng pha thì gọi là các sóng đồng bộ).



Hình 9-6. Sự chồng chất của hai sóng.

Sự giao nhau của các sóng này gọi là *sự giao thoa sóng*. Miền trong đó các sóng gặp nhau gọi là *miền giao thoa*.

Để đơn giản, chúng ta khảo sát sự giao thoa của các sóng kết hợp trên mặt nước. Có thể thấy hình ảnh của trường giao thoa bằng cách buộc vào âm thoa một khung có hai đầu chạm xuống mặt nước (h.9-7).



Hình 9-7. Hình ảnh giao thoa của hai sóng kết hợp trên mặt nước:

Xét điểm M trong trường giao thoa. Gọi khoảng cách từ M tới hai nguồn phát sóng kết hợp O_1, O_2 là r_1 và r_2 (h.9-8).

Giả thiết pha ban đầu tại hai nguồn bằng không. Dao động x_1 tại M gây bởi sóng từ nguồn O_1 , theo (9-6)

$$x_1 = a_1 \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r_1}{\lambda} \right). \quad (9-22)$$

Tương tự, dao động x_2 tại M, gây bởi sóng từ nguồn O_2

$$x_2 = a_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right). \quad (9-23)$$

Vì hai dao động này cùng phương (vuông góc với mặt phẳng hình vẽ) nên tại M ta có sự tổng hợp hai dao động điều hoà cùng phương, cùng tần số góc (xem chương 8). Hiệu pha của chúng bằng :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{2\pi r_2}{\lambda} - \left(-\frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2). \quad (9-24)$$

Biên độ của dao động tổng hợp tại M :

$$A = \sqrt{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2)}. \quad (9-25)$$

Để thấy rõ kết quả giao thoa tại M, ta khảo sát sự biến thiên của biên độ tổng hợp a theo hiệu số khoảng cách $r_2 - r_1$.

Từ (9-25) ta thấy :

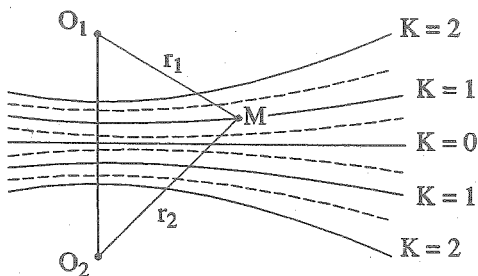
$$A_{\max} = a_1 + a_2 \text{ khi } r_2 - r_1 = k\lambda, \quad (9-26)$$

với k là những số nguyên.

Như vậy : Những điểm mà hiệu số khoảng cách từ chúng tới hai nguồn bằng một số nguyên lần bước sóng sẽ dao động mạnh nhất : tại đó hai dao động truyền đến cùng pha. Quỹ tích của chúng là họ mặt hypecbôn tròn xoay có hai

tiêu điểm chung là O_1 và O_2 .

Những đường liên nét trên hình 9-8 biểu diễn các giao tuyến của chúng với mặt phẳng của hình vẽ (đó là những đường hypecbôn)



Hình 9-8. Các mặt trên đó biên độ có giá trị cực trị.

Mặt khác, biên độ dao động tổng hợp :

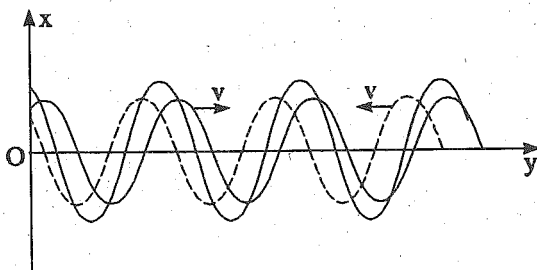
$$A_{\min} = |a_1 - a_2|, \text{ khi } r_2 - r_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (9-27)$$

nghĩa là những điểm mà hiệu số khoảng cách từ chúng tới hai nguồn bằng một số lẻ lần nửa bước sóng sẽ dao động yếu nhất : tại đó hai dao động truyền đến ngược pha nhau. Quỹ tích của chúng cũng là họ mặt hypecbôn tròn xoay cùng có hai tiêu điểm là O_1 và O_2 . Giao tuyến của chúng với mặt phẳng qua O_1O_2 biểu diễn bằng những đường chấm chấm trên hình 9-8, xen kẽ với những đường hypecbôn nói ở trên.

Chú thích : Hiện tượng giao thoa xảy ra đối với cả sóng ngang và cả sóng dọc.

§5. SÓNG DỪNG

Một trường hợp đặc biệt về kết quả giao thoa của hai sóng là hiện tượng sóng dừng. Đó là *hiện tượng giao thoa của hai sóng phẳng có cùng biên độ, truyền cùng phương, nhưng theo chiều ngược nhau.*



Hình 9-9. Sự tạo thành sóng dừng.

Giả sử có hai sóng phẳng có cùng biên độ, một sóng truyền theo chiều dương của trục y , còn một truyền theo chiều âm (h.9-9). Trên hình này, sóng thứ nhất được biểu diễn bằng đường cong nhỏ nét, sóng thứ hai bằng đường cong chấm chấm, còn sóng tổng hợp thì bằng đường cong đậm nét. Chọn gốc tọa độ là điểm mà tại đó hai sóng gặp

nhau có cùng pha và giả thiết pha ban đầu của hai sóng bằng không. Khi đó, hàm sóng của sóng truyền theo chiều dương là :

$$x_1 = a_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda} \right).$$

và hàm sóng của sóng truyền theo chiều âm là :

$$x_2 = a_0 \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{y}{\lambda} \right).$$

Trong hai phương trình này thì y là toạ độ của một điểm bất kì trên phương truyền sóng, còn T và λ là chu kì và bước sóng của sóng truyền. Hiệu pha của chúng là :

$$\varphi_2 = \varphi_1 = 4\pi \frac{y}{\lambda}.$$

Biên độ của sóng tổng hợp được tính theo công thức (8-59) và bằng :

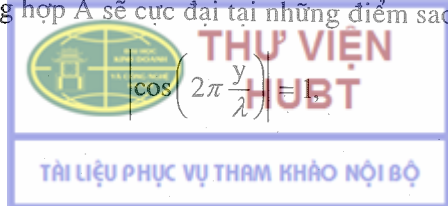
$$\begin{aligned} A &= \sqrt{2a_0^2 \left(1 + \cos 4\pi \frac{y}{\lambda} \right)} = a_0 \sqrt{2 \left(1 + \cos 4\pi \frac{y}{\lambda} \right)} = \\ &= a_0 \sqrt{4 \cos^2 \left(2\pi \frac{y}{\lambda} \right)} \end{aligned}$$

$$\text{hay } A = \left| 2a_0 \cos \left(2\pi \frac{y}{\lambda} \right) \right|, \quad (9-28)$$

(ta lấy giá trị tuyệt đối vì, theo định nghĩa, biên độ A phải dương). Công thức (9-28) chứng tỏ biên độ của sóng tổng hợp chỉ phụ thuộc toạ độ y của các điểm trên phương truyền sóng. Một sóng như vậy gọi là *sóng dừng*.

Để thấy rõ kết quả của sự tạo thành sóng dừng, ta xét sự biến thiên của biên độ tổng hợp A theo toạ độ y .

– Biên độ tổng hợp A sẽ cực đại tại những điểm sao cho :



nghĩa là $2\pi \frac{y}{\lambda} = k\pi$ hay $y = k \frac{\lambda}{2}$, (9-29)

với $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ khi đó biên độ tổng hợp A có giá trị cực đại và bằng : $A_{\max} = 2a_0$.

Vậy trên phương truyền sóng, tại những vị trí có tọa độ xác định bởi công thức (9-29), các phần tử của môi trường sẽ dao động với biên độ cực đại bằng hai lần biên độ của các sóng phẳng thành phần. Tại những vị trí này, ta có những *bụng sóng*. Hai bụng sóng liên tiếp cách nhau một đoạn :

$$y_{k+1} - y_k = (k+1) \frac{\lambda}{2} - k \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}.$$

– Biên độ tổng hợp A sẽ cực tiểu tại những điểm sao cho :

$$\left| \cos \left(2\pi \frac{y}{\lambda} \right) \right| = 0,$$

nghĩa là $2\pi \frac{y}{\lambda} = (2k+1) \cdot \frac{\pi}{2}$ hay $y = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$, (9-30)

với $k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ khi đó, biên độ tổng hợp A có giá trị cực tiểu và bằng : $A_{\min} = 0$.

Vậy trên phương truyền sóng, tại những vị trí có tọa độ xác định bởi công thức (9-30), các phần tử của môi trường sẽ dao động với biên độ cực tiểu bằng không, nghĩa là các phần tử này luôn nằm yên ở vị trí cân bằng. Tại những vị trí này ta có những *nút sóng* dừng. Hai nút liên tục cách nhau một đoạn :

$$y_{k+1} - y_k = 2 \left[(k+1) + 1 \right] \frac{\lambda}{4} - (2k+1) \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}.$$

Một bụng và một nút kề nhau cách nhau một đoạn :

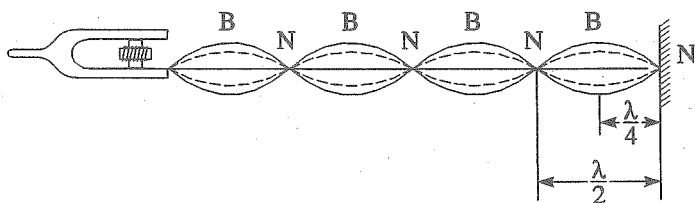
$$(2k+1) \frac{\lambda}{4} - 2k \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{4}.$$

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

Như vậy các nút và bụng xen kẽ nhau. Vị trí của chúng là cố định.

Để thấy rõ sự tạo thành sóng dừng ta làm thí nghiệm sau đây :

Một sợi dây có một đầu cố định, còn đầu kia gắn vào một nhánh âm thoa (h.9-10). Cho nhánh âm thoa dao động dưới tác dụng của một nam châm điện. Dao động này sẽ truyền dọc theo dây và tạo thành sóng. Tới đầu dây cố định, sóng bị phản xạ và truyền ngược lại. Như vậy, trên dây ta có hai sóng kết hợp có cùng biên độ, truyền cùng phương nhưng ngược chiều, tới giao thoa với nhau tạo thành sóng dừng.



Hình 9-10. Thí nghiệm về sự tạo thành sóng dừng.

Lí thuyết về đàn hồi cho thấy rằng ở chỗ sóng phản xạ có thể xảy ra một trong hai trường hợp sau đây :

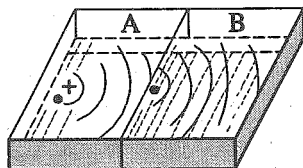
– Nếu sóng truyền từ một môi trường có khối lượng riêng nhỏ tới phản xạ trên một môi trường có khối lượng riêng lớn hơn, ở chỗ phản xạ sẽ xuất hiện một nút.

– Nếu sóng truyền từ một môi trường có khối lượng riêng nhỏ hơn thì, ngược lại, ở chỗ phản xạ sẽ xuất hiện một bụng.

§6. NGUYÊN LÝ HUYGHEN VÀ HIỆN TƯỢNG NHIỀU XẠ SÓNG CƠ

1. Thí nghiệm

Ta làm thí nghiệm đơn giản sau đây. Lấy một chậu nước nông có vách chia đôi thành hai ngăn A, B (h.9-11) ; trên vách có đục một lỗ nhỏ T. Một nguồn O phát sóng bên ngăn A. Sóng muốn truyền sang ngăn B phải truyền qua lỗ T. Nếu không để ý đến nguồn O, ta có thể coi sóng truyền trong ngăn B như được phát từ lỗ T : lỗ T được coi như một nguồn phụ phát ra sóng. Các sóng này được gọi là *sóng thứ cấp*.



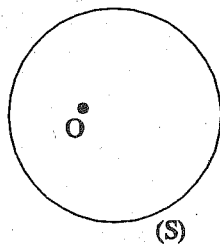
Hình 9-11. Thí nghiệm dẫn tới nguyên lý Huyghen.

Từ thí nghiệm này, Huyghen đã suy ra nguyên lý sau đây.

2. Nguyên lý Huyghen

Có một nguồn sóng O được bao quanh bởi một mặt kín S (do ta tưởng tượng vẽ ra) (h.9-12). Những sóng phát ra ngoài mặt kín S tất nhiên phải đi qua các điểm của mặt này. Năm 1860, Huyghen đưa ra nguyên lý như sau :

Những sóng từ nguồn O truyền ra ngoài mặt kín S, bao quanh nguồn O, có tính chất giống hệt những sóng mà ta sẽ có nếu ta bỏ nguồn O đi và thay bằng những nguồn phụ thích hợp phân phối trên mặt S. Các nguồn phụ này được gọi là các nguồn thứ cấp.



Dựa vào nguyên lý Huyghen, ta có thể giải thích hiện tượng nhiễu xạ sóng.

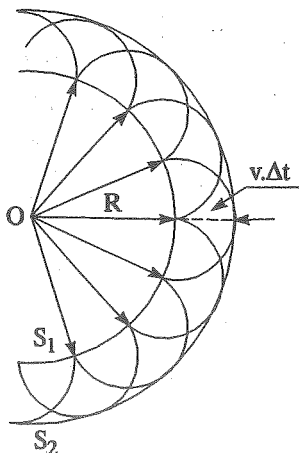
Hình 9-12. Để phát biểu nguyên lý Huyghen

3. Cách vẽ mặt sóng

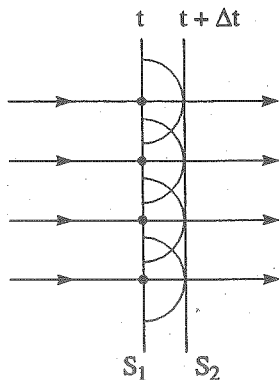
Đây là một ứng dụng đơn giản của nguyên lí Huyghen.

a) Cách vẽ mặt sóng cầu

Trong một môi trường đồng chất và đẳng hướng có một nguồn sóng O phát ra sóng cầu (h.9-13). Tại thời điểm t ta có mặt sóng cầu S_1 . Hãy vẽ mặt sóng cầu S_2 tại thời điểm $t + \Delta t$.



Hình 9-13. Cách vẽ sóng cầu.

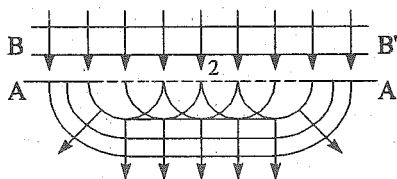


Hình 9-14. Cách vẽ sóng phẳng.

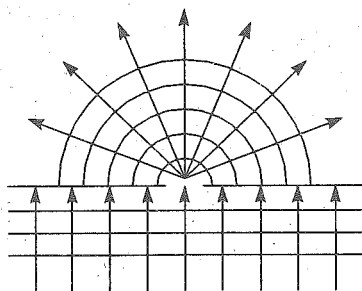
Theo nguyên lí Huyghen ta có thể coi các điểm của mặt sóng S_1 như những nguồn thứ cấp, phát ra sóng thứ cấp. Tại thời điểm $t + \Delta t$, các sóng cầu do các nguồn thứ cấp này phát ra cùng có bán kính là $v \cdot \Delta t$. Đây là các sóng cầu thứ cấp. Mặt cầu S_2 , bao hình của các sóng thứ cấp này, chính là mặt sóng cầu mà ta muốn vẽ.

b) Cách vẽ mặt sóng phẳng. Cách vẽ cũng tương tự như trên. Mặt phẳng S_2 (h.9-14), bao hình của các sóng cầu thứ cấp, do các nguồn thứ cấp trên mặt sóng phẳng S_1 phát ra, chính là mặt sóng phẳng mà ta muốn vẽ tại thời điểm $t + \Delta t$.

4. Hiện tượng nhiễu xạ sóng cơ



Hình 9-15. Hiện tượng nhiễu xạ sóng.



Hình 9-16. Hiện tượng nhiễu xạ sóng khi kích thước lỗ nhỏ hơn bước sóng.

Giả sử một sóng phẳng truyền trong một môi trường đồng chất và đẳng hướng (h.9-15). Trên phương truyền, sóng phẳng này gặp một chướng ngại vật là một vách ngăn A. Trên vách ngăn có một lỗ nhỏ a, kích thước lớn hơn bước sóng λ của sóng phẳng. Mặt sóng phẳng đầu tiên BB' khi tới vách ngăn thì phản xạ. Còn các điểm trên lỗ a, theo nguyên lý Huyghen, chúng trở thành những nguồn thứ cấp phát ra sóng cầu thứ cấp. Bao hình của các mặt sóng cầu thứ cấp này chính là mặt sóng phát đi từ lỗ a. Trên hình 9-15, ta thấy chỉ có phần giữa của mặt sóng này là phẳng và song song với các mặt sóng phẳng tới. Còn ở hai bên cạnh thì mặt sóng này bị uốn cong và ở đây các tia sóng bị đổi phương so với phương của các tia sóng tới. *Hiện tượng các tia sóng đổi phương truyền khi đi qua các chướng ngại vật gọi là hiện tượng nhiễu xạ sóng.*

Để có thể biết được các tia sóng đổi phương như thế nào, ta phải tổng hợp các dao động phát đi từ các điểm riêng biệt trên lỗ nhỏ và phải chú ý đến pha của các dao động này. Lỗ càng nhỏ các tia sóng càng bị đổi phương nhiều. Nếu kích thước của lỗ nhỏ hơn bước sóng của sóng phẳng tới, thì lỗ nhỏ được coi như một nguồn phụ duy nhất và phát ra sóng cầu (h.9-16).

§7. DAO ĐỘNG ÂM VÀ SÓNG ÂM

1. Khái niệm mở đầu

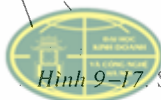
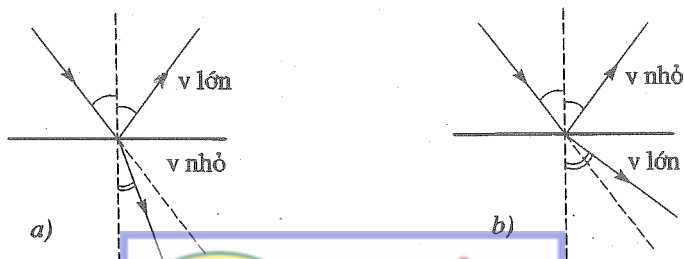
Sóng âm, gọi tắt là âm là sóng cơ có biên độ nhỏ mà thính giác của ta có thể nhận biết được. Thí dụ sóng phát ra từ một nhánh âm thoa, một dây đàn, một mặt trống v.v... đang rung động. Vì sóng âm là một loại sóng cơ nên mọi khái niệm và hiện tượng ở các tiết trước đều áp dụng được cho sóng âm. Mỗi âm có một tần số riêng. Đơn vị của tần số là héc (kí hiệu là Hz) Héc là tần số của một quá trình dao động âm mà cứ mỗi giây thực hiện được một dao động.

Những dao động âm có tần số dao động trong khoảng từ 20 Hz đến 20000 Hz. Những dao động cơ có tần số dưới 20 Hz gọi là hạ âm, trên 20000 Hz gọi là siêu âm.

20 Hz		20000 Hz
Hạ âm	Âm	Siêu âm
(nghe được)		

Như vậy, giải sóng âm nghe được có bước sóng từ 20m – 2cm.

Về phương diện vật lí, âm nghe được hay không nghe được không có gì khác nhau về bản chất. Chúng chỉ khác nhau về phương diện sinh lí, thích hợp hoặc không đối với tai ta.



Hình 9-17. Sự phản xạ và khúc xạ âm.

Âm truyền đi theo những tia gọi là tia âm. Thực nghiệm chứng tỏ tia âm cũng có thể bị phản xạ, khúc xạ, nhiễu xạ và hấp thụ như tia sáng. Khi tia âm truyền qua hai môi trường có vận tốc truyền âm khác nhau thì ở mặt phân cách hai môi trường, một phần tia âm bị phản xạ, một phần bị khúc xạ (h.9-17). Góc phản xạ bằng góc tới. Còn góc khúc xạ lớn hơn hay nhỏ hơn góc tới là tùy theo vận tốc truyền âm trong hai môi trường. Khi tia âm truyền từ môi trường có vận tốc lớn sang môi trường có vận tốc nhỏ hơn thì góc khúc xạ nhỏ hơn góc tới (h.9-17a) và ngược lại (h.9-17b). Riêng trong chất khí, vận tốc truyền âm v được tính bằng công thức :

$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}, \quad (9-31)$$

với R là hằng số khí lí tưởng, $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, T là nhiệt độ tuyệt đối của chất khí, μ là khối lượng phân tử khí tính ra kg (nó chính là khối lượng của một kilômol khí).

Công thức (9-31) chứng tỏ, khí càng nhẹ, vận tốc truyền âm trong chất khí đó càng lớn. Thí dụ, cùng ở 15°C , trong không khí vận tốc truyền âm là 340 m/s, còn trong khí H_2 là 1200 m/s.

Sóng âm cũng bị nhiễu xạ khi gặp các chướng ngại vật. Khi đó các tia âm bị đổi phương. Chướng ngại vật càng nhỏ, hiện tượng nhiễu xạ càng rõ.

Khi truyền trong một môi trường, năng lượng của âm bị hấp thụ dần, nên càng xa nguồn, âm càng bé dần đi rồi tắt hẳn.

2. Các đặc tính sinh lí của âm

Nhờ thính giác, con người có thể phân biệt được ba đặc tính sinh lí của âm : độ cao, âm sắc và độ to.

a) *Độ cao của âm.* Độ cao của âm do tần số của âm quyết định. Tần số càng lớn, âm càng cao. Thí dụ âm La₃ có tần số 435 Hz, khi tăng lên một bát độ thì tần số cũng tăng gấp đôi thành 870 Hz.

b) *Âm sắc.* Âm sắc của âm đặc trưng cho sắc thái của âm, nó cho ta biết âm là thanh hay rè, trong hay đục, du dương hay thô kệch.

Tương tự phương pháp phân tích một dao động phức tạp, ta có thể phân tích một dao động âm phức tạp tần số góc ω thành tổng các dao động âm điều hoà có tần số góc $\omega_k = (k + 1)\omega$. Âm điều hoà thứ nhất ứng với $k = 0$ có tần số cơ bản bao giờ cũng mạnh nhất nên nó nổi bật lên trong âm phức tạp. Còn các hoạ âm có tác dụng quyết định âm sắc của âm phức tạp và giúp ta phân biệt được các nguồn phát âm.

c) *Độ to của âm.* Để đặc trưng cho độ mạnh của âm người ta dùng hai đại lượng là cường độ âm và độ to của âm.

– Cường độ âm đặc trưng cho độ mạnh của âm về phương diện vật lí. Nó có trị số bằng mật độ năng thông trung bình của âm :

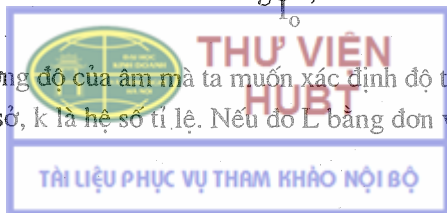
$$I = \overline{\mathcal{P}} = \frac{1}{2} \rho v a^2 \omega^2.$$

Ta thấy cường độ âm tỉ lệ với bình phương biên độ âm (a^2). Biên độ âm càng lớn, âm càng mạnh. Đơn vị của cường độ âm là $J/m^2.s$ hay W/m^2 .

– Độ to của âm đặc trưng cho độ mạnh của âm về phương diện sinh lí. Vì tai người chỉ nghe được những âm có tần số từ 20 Hz đến 20000 Hz nên độ to của âm chỉ có ý nghĩa trong khoảng tần số đó. Vềbe Phêsnê đã tìm được định luật xác định độ to L của âm theo công thức :

$$L = k \cdot \log \frac{I}{I_0},$$

trong đó I là cường độ của âm mà ta muốn xác định độ to, $I_0 = 10^{-12} W/m^2$ là cường độ cơ sở, k là hệ số tỉ lệ. Nếu đo L bằng đơn vị bel thì $k = 1$.



3. Phản xạ và hấp thụ âm

Như ta đã biết, ở mặt phân cách hai môi trường, một phần âm bị phản xạ, còn một phần âm khúc xạ vào môi trường thứ hai. Đồng thời, thực tế chứng tỏ rằng khi truyền trong một môi trường, năng lượng của âm bị hấp thụ dần, nên âm bé dần đi rồi tắt hẳn. Sự phản xạ và hấp thụ âm giữ một vai trò quan trọng trong sự truyền âm ở những nhà kín. Trong rạp chiếu bóng, phòng hoà nhạc, nhà hát, âm phản xạ nhiều lần trên tường, trên trần. Mỗi lần phản xạ và hấp thụ này quyết định được tính âm của nhà và được nghiên cứu trong một môn học riêng gọi là âm học kiến trúc.

Muốn xác định đặc tính âm của một phòng, ta phải tính thời gian vang của phòng ấy. Đây là thời gian cần thiết để năng lượng âm giảm đi (vì phản xạ và hấp thụ) còn bằng một phần triệu giá trị ban đầu. Thời gian vang của một phòng diện tích S , thể tích V , được tính bởi công thức :

$$\tau = 0,163 \cdot \frac{V}{\alpha \cdot S},$$

trong đó α là hệ số hấp thụ âm, phụ thuộc bản chất của môi trường phản xạ và tần số của âm phản xạ. Thực nghiệm chứng tỏ nếu môi trường phản xạ càng rắn bao nhiêu thì α càng nhỏ, do đó thời gian vang τ càng lớn bấy nhiêu. Cho nên trong nhà bê tông, âm bị vang nhiều và rất khó nghe. Muốn cho "tốt tiếng", người ta thường phủ lên tường bê tông một lớp thảm hay da.

4. Siêu âm và các ứng dụng của nó trong kĩ thuật

Siêu âm là những âm có tần số lớn hơn 20000Hz. Tai ta không nghe được siêu âm. Chỉ có một số sinh vật nhận biết được siêu âm. Thí dụ như chó, dơi v.v...

a) *Nguồn phát siêu âm.* Những nguồn âm thường dùng như âm thoa, loa, ống nghe điện thoại... không thể dùng để phát siêu âm. Thí dụ, muốn cho loa phát âm, ta phải tác dụng lên màng loa một lực F tỷ lệ với gia tốc a của màng loa. Gia tốc giao động của màng loa bằng :

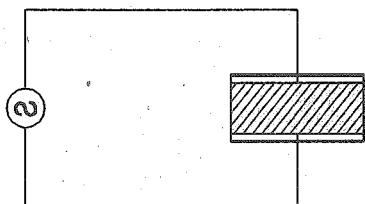
$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \cos \omega t = -4\pi^2 A\nu^2 \cos \omega t ;$$

(ta đã cho pha ban đầu $\varphi = 0$). Với siêu âm thì ν rất lớn (lớn hơn 20000Hz) nên a cũng phải rất lớn. Do đó, phải tác dụng lên màng loa một lực rất lớn mới có được một biên độ âm nhỏ. Vì vậy, dù loa có phát được siêu âm thì cũng rất khó khăn và siêu âm cũng không được mạnh.

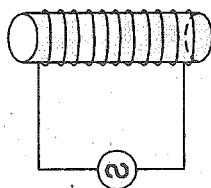
Muốn có siêu âm, ta phải dùng những nguồn đặc biệt, thông dụng nhất là nguồn dựa trên hiệu ứng áp điện và hiện tượng từ giảo (đã nói trong phần điện học). Tinh thể thạch anh có một trục đối xứng gọi là trục quang. Ta cắt miếng thạch anh theo chiều vuông góc với trục quang, rồi đặt miếng thạch anh vào giữa hai cốt của một tụ điện phẳng (h.9-18). Nếu nối hai cốt của tụ điện với một nguồn điện xoay chiều có tần số lớn (dòng cao tần) thì bản thạch anh sẽ bị co dãn liên tiếp và ra siêu âm có tần số cao, tới 50 MHz. Ngoài ra người ta còn dùng máy phát siêu âm dựa trên hiện tượng từ giảo để thu được những siêu âm có tần số thấp, khoảng 20000 Hz. Vật phát siêu âm là một thanh sắt từ thấp, khoảng 20000 Hz. Vật phát siêu âm là một thanh sắt từ đặt trong một từ trường biến thiên của một cuộn dây điện cao tần (h.9-19). Thanh sắt từ bị co dãn liên tiếp với tần số bằng tần số của dòng điện cao tần và phát ra siêu âm.

Kĩ thuật ngày nay đã đạt được những siêu âm có tần số tới 10^9 Hz. Bước sóng của chúng trong không khí vào khoảng từ 2cm tới $0,5 \cdot 10^{-4}$ cm. Tùy theo nguồn điện, năng lượng của siêu âm phát ra có thể khá lớn.

b) *Đặc tính của chùm tia siêu âm* : Chùm tia siêu âm có đặc tính là ít bị khúc xạ qua mặt phân cách môi trường. Do đó, ta có thể định hướng truyền của siêu âm một cách dễ dàng. Ngoài ra, chùm tia siêu âm còn có đặc tính là kích thước của nó nhỏ và ít bị phân kì. Trong chất lỏng, siêu âm bị hấp thụ rất ít. Hệ số hấp thụ siêu âm ở trong không khí lớn hơn ở trong nước khoảng 1000 lần.



Hình 9-18. Nguồn phát siêu âm.

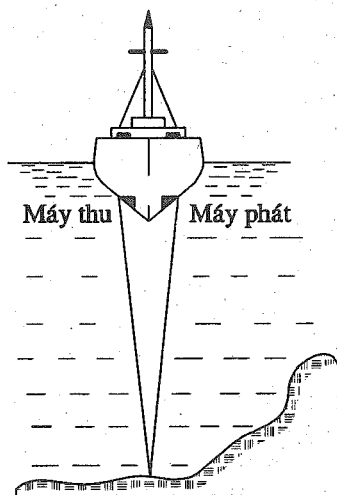


Hình 9-19. Máy phát siêu âm kiểu từ giảo.

c) Một số ứng dụng của siêu âm trong kĩ thuật :

Do những đặc tính trên, siêu âm đã được ứng dụng rất rộng rãi trong kĩ thuật. Dưới đây, ta sẽ trình bày một số ứng dụng đó.

– *Đo chiều sâu của đáy sông, đáy biển* : Phía dưới các tàu lớn, người ta thường lắp một máy thu và một máy phát siêu âm. Luồng siêu âm phát ra gặp đáy sông hay đáy biển, phản xạ lại vào máy thu (h.9-20). Biết thời gian từ khi phát đến khi thu và biết vận tốc truyền siêu âm trong nước, ta sẽ tính được chiều sâu của đáy sông hay đáy biển.



Hình 9-20. Đo chiều sâu của đáy sông, đáy biển bằng siêu âm.

– *Dò tìm dưới nước*. Luồng siêu âm phát ra, gặp các chướng ngại vật, như đá ngầm dưới mặt biển, sẽ phản xạ vào máy thu, giúp tàu bè tránh được tai nạn.

Cũng dựa trên nguyên tắc này, các tàu đánh cá dò tìm được chỗ có nhiều cá. Nếu kèm theo máy thu siêu âm, có một máy đặc biệt ghi hình cá lên màn ảnh, ta sẽ biết được loại cá, số lượng cá.

– Tìm các lỗ hổng trong các dụng cụ bằng kim loại.

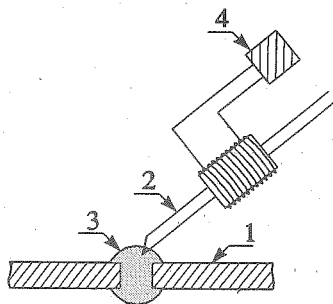
Cũng dựa vào phương pháp dò tìm bằng siêu âm, người ta phát hiện được các lỗ hổng trong các dụng cụ đúc và xác định được vị trí của lỗ hổng (tia siêu âm đến lỗ hổng thì phản xạ lại).

Tương tự như vậy, ta có thể phát hiện được những mối hàn không tốt.

Các ứng dụng trên thường dùng loại siêu âm có năng lượng nhỏ để môi trường truyền không bị phá hoại.

– *Mài bằng siêu âm.* Muốn mài nhẵn một khối kim loại, ta đặt khối kim loại vào trong một chậu nước có pha một chất bột mài rất cứng. Phóng một luồng siêu âm có năng lượng lớn vào chậu nước ; bột mài sẽ dao động vì được siêu âm truyền cho năng lượng dao động. Khi dao động, bột luôn luôn va chạm vào mặt kim loại và làm nhẵn mặt kim loại.

– *Hàn nhôm bằng siêu âm.* Dưới tác dụng của ôxy trong không khí, trên mặt của nhôm bao giờ cũng có phủ một lớp ôxyt nhôm (Al_2O_3) làm cho chất hàn không bám chắc được, mối hàn dễ bị hỏng. Muốn hàn được nhôm, phải mắc thêm vào mũi hàn một nguồn phát siêu âm có năng lượng lớn (h.9-21). Dưới tác dụng của siêu âm, lớp ôxyt nhôm bị bong ra, chất hàn bám được vào nhôm.



Hình 9-21. Hàn nhôm bằng siêu âm :

1. Tấm nhôm.
2. Mũi hàn.
3. Chất hàn.
4. Nguồn phát siêu âm.

5. Hiệu ứng Dopple

Một nguồn âm A phát ra âm có tần số ν truyền tới một máy thu B. Nếu nguồn A hay máy thu B chuyển động, hoặc cả hai cùng chuyển động thì tần số của âm do máy thu B nhận được sẽ có giá trị như thế nào ? Hiệu ứng Dopple sẽ cho ta thấy rõ vấn đề này.

Gọi u là vận tốc chuyển động của nguồn âm A, u' là vận tốc chuyển động của máy thu B và v là vận tốc truyền âm (v chỉ phụ thuộc môi trường truyền âm mà không phụ thuộc sự chuyển động của nguồn âm). Ta quy ước rằng, nếu nguồn âm đi tới gần máy thu thì $u > 0$, đi xa máy thu $u < 0$, nếu máy thu đi tới gần nguồn âm thì $u' > 0$, đi xa nguồn âm thì $u' < 0$. Ngoài ra, ta nhận xét thêm rằng tần số ν của âm do nguồn phát ra, về trị số bằng số sóng âm đã truyền đi trong một đơn vị thời gian.

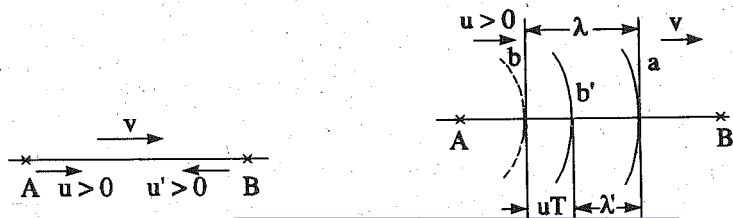
Thực vậy, ta có :

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{vT} = \frac{v}{\lambda}. \quad (9-32)$$

Tỷ số $\frac{v}{\lambda}$ biểu diễn số sóng âm truyền đi trong một đơn vị thời gian.

Vì vậy, muốn tính tần số của âm do máy thu nhận được, ta chỉ việc tính số sóng âm mà máy thu đã nhận được trong một đơn vị thời gian. Ta lần lượt xét mấy trường hợp sau đây :

a) *Trường hợp tổng quát.* Nguồn âm và máy đều chuyển động ($u \neq 0$, $u' \neq 0$). Giả sử nguồn âm và máy thu đi tới gặp nhau ($u > 0$, $u' > 0$) (h.9-22). Vì máy thu đi tới gần nguồn âm nên có thể coi như vận tốc truyền âm v được tăng thêm một lượng u' và bằng $v' = v + u'$.



Hình 9-22. Trường hợp nguồn âm và máy thu đi tới gặp nhau.

Hình 9-23. Sự truyền sóng âm từ nguồn đến máy thu.

Như ta đã biết, vận tốc âm v chỉ phụ thuộc môi trường truyền âm mà không phụ thuộc sự chuyển động của nguồn âm, nên khi nguồn âm chuyển động thì v không thay đổi, mà chỉ có bước sóng λ của âm phát ra bị thay đổi. Thực vậy, ta biết rằng sóng âm có tính chất tuần hoàn trong không gian với chu kỳ bằng bước sóng λ . Nghĩa là hai sóng liên tiếp phát ra cách nhau một khoảng thời gian bằng chu kỳ T thì sẽ cách nhau một đoạn $\lambda = vT$. Nếu nguồn âm A đứng yên (h.9-23) thì sau một khoảng thời gian bằng chu kỳ T sóng a do nguồn phát ra truyền đi được một đoạn $\lambda = vT$. Vậy sóng b (đường cong chấm chấm), do nguồn A vừa phát ra, phải cách sóng a một đoạn bằng bước sóng λ đó. Nhưng thực ra, trong khoảng thời gian T này, nguồn A đã dời chuyển được một đoạn bằng uT , và trong trường hợp nguồn A đi tới gặp máy thu B ($u > 0$) thì sóng b (bây giờ là đường cong liền nét b') vừa phát ra phải cách sóng a một đoạn :

$$\lambda' = \lambda - uT.$$

Do đó có thể coi bước sóng của âm do nguồn A phát ra đã bị giảm bớt một lượng uT và trở thành λ' .

Cuối cùng, ta tính được tần số của âm mà máy thu đã nhận được trong trường hợp nguồn âm và máy thu đi tới gặp nhau :

$$\nu' = \frac{v'}{\lambda'} = \frac{v + u'}{\lambda - uT}.$$

Nhưng $\lambda = vT$ và $\frac{1}{T} = \nu$.

Vậy $\nu' = \frac{v + u'}{v - u} \cdot \nu.$ (9-33)

Công thức (9-33) chứng tỏ rằng trong trường hợp nguồn âm và máy thu chạy lại gặp nhau thì tần số của âm mà máy thu nhận được sẽ lớn hơn tần số của âm do nguồn phát ra ($\nu' > \nu$). Nói cách khác, âm mà máy thu nhận được sẽ cao hơn âm do nguồn phát ra.

Còn nếu nguồn âm và máy thu đi xa nhau $u < 0$, $u' < 0$ thì theo công thức (9-33) ta sẽ có $\nu' < \nu$, nghĩa là âm mà máy thu nhận được, sẽ thấp hơn âm do nguồn phát ra.

Ta có thể lấy thí dụ. Khi hai xe ô tô chạy lại gặp nhau, một xe bấm còi (nguồn chuyển động), một xe không bấm còi. Người ngồi trên xe thứ hai (máy thu chuyển động) nghe tiếng còi, phát ra từ xe thứ nhất, cao hơn mức thường. Khi hai xe vừa qua khỏi nhau để đi ra xa nhau thì người ngồi trên xe thứ hai nghe thấy tiếng còi thấp hẳn xuống.

b) Trường hợp nguồn đứng yên, máy thu chuyển động ($u = 0, u' \neq 0$). Vì nguồn âm đứng yên ($u = 0$), còn máy thu chuyển động ($u' \neq 0$), nên từ công thức (9-33) ta suy ra :

$$v' = \frac{v + u'}{v} \cdot v$$

hay
$$v' = \left(1 + \frac{u'}{v}\right) \cdot v \quad (9-34)$$

Nếu máy thu đi tới gặp nguồn âm ($u' > 0$) thì, theo công thức (9-34) ta có $v' > v$ nghĩa là âm nhận được sẽ cao hơn âm phát ra.

Còn nếu máy thu đi ra xa nguồn âm ($u' < 0$) thì ta suy ra $v' < v$, nghĩa là âm nhận được sẽ thấp hơn âm phát ra.

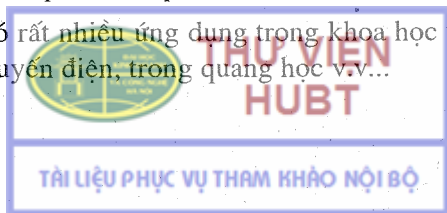
c) Trường hợp nguồn chuyển động, máy thu đứng yên ($u \neq 0, u = 0$). Vì máy thu đứng yên ($u' = 0$), còn nguồn âm chuyển động ($u \neq 0$) nên từ công thức (9-33) ta suy ra :

$$v' = \frac{v}{v - u} \cdot v. \quad (9-35)$$

Nếu nguồn âm đi tới gặp máy thu ($u > 0$) thì, theo công thức (9-35) ta có $v' > v$ nghĩa là âm nhận được sẽ cao hơn âm phát ra.

Còn nếu nguồn âm đi ra xa máy thu ($u < 0$) thì ta suy ra $v' < v$ nghĩa là âm nhận được thấp hơn âm phát ra.

Hiệu ứng Dopple có rất nhiều ứng dụng trong khoa học và kĩ thuật, như trong kĩ thuật vô tuyến điện, trong quang học v.v...



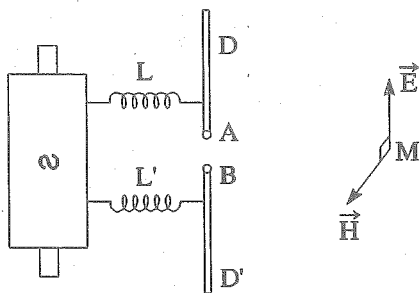
Chương 10

SÓNG ĐIỆN TỪ

Trong chương trước, ta đã nghiên cứu sóng cơ tức là quá trình truyền dao động cơ trong một môi trường chất. Trong chương này ta sẽ nghiên cứu quá trình truyền dao động điện từ trong không gian. Quá trình đó tạo thành sóng điện từ.

§1. SỰ TẠO THÀNH SÓNG ĐIỆN TỪ

Héc đã làm thí nghiệm sau đây (h.10-1) : Dùng một nguồn xoay chiều cao tần, nối qua hai ống dây tự cảm L, L' đến hai thanh kim loại D, D' trên đầu hai thanh kim loại này có gắn hai quả cầu kim loại A, B khá gần nhau. Người ta điều chỉnh hiệu điện thế và khoảng cách giữa AB thế nào để có hiện tượng phóng điện giữa AB . Như vậy giữa AB đã xuất hiện một điện



Hình 10-1. Thí nghiệm của Héc

trường biến thiên theo thời gian (xoay chiều). Nếu dùng các dụng cụ phát hiện, ta sẽ thấy tại mọi điểm M trong không gian đều có cặp vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ và cường độ từ trường $\vec{H}$, chúng cũng

biến thiên theo thời gian. Vậy thí nghiệm Héc chứng tỏ : Điện từ trường biến thiên đã được truyền đi trong không gian. Quá trình đó được giải thích nhờ hai luận điểm của Mắcxoen.

Thí dụ tại một điểm O, ta tạo ra một điện trường biến thiên : Vector cường độ điện trường $\vec{E}$ biến thiên theo thời gian, chẳng hạn (như trong thí nghiệm của Héc) biến thiên một cách tuần hoàn theo thời gian. Theo luận điểm thứ hai của Mắcxoen, điện trường ở O biến thiên sẽ tạo ra từ trường nghĩa là tại các điểm M, M', M'' ... xuất hiện các vector cường độ từ trường $\vec{H}$, $\vec{H}'$, $\vec{H}''$... Vì $\vec{E}$ biến thiên tuần hoàn theo thời gian nên $\vec{H}$, $\vec{H}'$, $\vec{H}''$ cũng biến thiên tuần hoàn theo thời gian. Theo luận điểm thứ nhất của Mắcxoen, từ trường biến thiên gây ra điện trường xoáy, tại các điểm M', M'' ... xuất hiện các vector cường độ điện trường $\vec{E}$, $\vec{E}''$... Như vậy ta thấy cặp vector $\vec{E}$, $\vec{H}$ đã được truyền đến mọi điểm trong không gian, quá trình truyền đó tạo thành sóng điện từ.

Sóng điện từ là trường điện từ biến thiên truyền đi trong không gian.

§2. NHỮNG TÍNH CHẤT CỦA SÓNG ĐIỆN TỪ

1. Hệ phương trình Mắcxoen của sóng điện từ

Chúng ta biết rằng những phương trình Mắcxoen của trường điện từ trong trường hợp tổng quát viết như sau (dạng vi phân) :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (10-1)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho; \quad \text{div} \vec{B} = 0.$$

và nếu môi trường là đồng chất, đẳng hướng thì :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (10-2)$$

Theo trên, sóng điện từ là trường điện từ biến thiên và ở đây ta chỉ xét sóng điện từ tự do nghĩa là sóng điện từ trong một môi trường không dẫn (không có dòng điện) và không có điện tích. Do đó :

$$\vec{j} = 0 ; \quad \rho = 0.$$

Kết quả, ta viết được các phương trình Mắcxoen của sóng điện từ như sau :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (10-3)$$

$$\text{div} \vec{D} = 0, \quad \text{div} \vec{B} = 0,$$

$$\text{và} \quad \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (10-4)$$

2. Những tính chất tổng quát của sóng điện từ

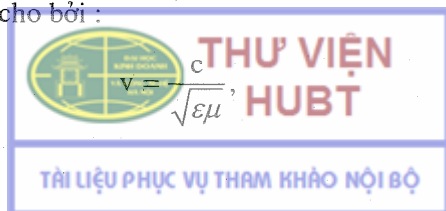
Tại mỗi điểm trong khoảng không gian có sóng điện từ, ta có thể xác định hai vectơ $\vec{E}$ và $\vec{H}$, chúng là những hàm của thời gian t , thông thường là những hàm tuần hoàn của t .

Qua thực nghiệm và dùng các phương trình Mắcxoen để chứng minh người ta đã đi đến những kết luận sau đây về các tính chất tổng quát của sóng điện từ.

a) Sóng điện từ tồn tại cả trong môi trường chất và trong môi trường chân không (khác với sóng cơ không tồn tại trong chân không).

b) Sóng điện từ là sóng ngang : tại mỗi điểm trong khoảng không gian có sóng điện từ, phương của các vectơ $\vec{E}$, $\vec{H}$, tức là phương dao động, đều vuông góc với phương truyền sóng.

c) Vận tốc truyền sóng điện từ trong một môi trường chất đồng chất và đẳng hướng cho bởi :



trong đó $c = 3.10^8$ m/s ; ε và μ lần lượt là hằng số điện môi và độ từ thẩm của môi trường : $\sqrt{\varepsilon\mu} = n$ gọi là chiết suất tuyệt đối của môi trường. Trong chân không $\varepsilon = 1$, $\mu = 1$, vậy

$$v = c,$$

như thế $c = 3.10^8$ m/s là vận tốc truyền sóng điện từ trong chân không, nó cũng bằng vận tốc truyền ánh sáng trong chân không. Thực nghiệm chứng tỏ $n \geq 1$, do đó

$$v \leq c.$$

Nghĩa là vận tốc truyền sóng điện từ trong chân không là lớn nhất so với các môi trường khác.

Ta có thể chứng minh tính chất này. Lấy rot hai vế của phương trình thứ nhất của (10-1) ta được

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\text{rot } \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{B}). \quad (10-5)$$

Giải tích vectơ cho ta

$$\text{rot rot } \vec{E} = \nabla \text{div } \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}, \quad (10-6)$$

nhưng theo (10-4) và phương trình thứ ba của (10-3)

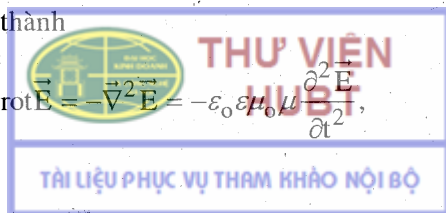
$$\text{div } \vec{E} = \text{div } \frac{\vec{D}}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \frac{1}{\text{div}} \vec{D} = 0$$

Mặt khác theo phương trình thứ hai của (10-4) và (10-3) ta có :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{B}) = \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \mu_0 \mu \vec{H}) = \mu_0 \mu \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot } \vec{H}) = \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

vậy (10-5) và (10-6) thành

$$\text{rot rot } \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} = -\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},$$



hay cuối cùng :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0.$$

Đây chính là phương trình truyền vector $\vec{E}$, với vận tốc truyền v cho bởi :

$$v^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} \text{ hay } v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}},$$

trong đó

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \times 4\pi \cdot 10^{-7} = \frac{1}{9 \cdot 10^{16}},$$

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = c.$$

Vậy

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}.$$

3. Sóng điện từ phẳng đơn sắc

Sóng điện từ phẳng đơn sắc là sóng điện từ có những đặc tính sau đây :

a) Các mặt sóng là những mặt phẳng song song ; như thế nghĩa là phương truyền sóng là những đường thẳng song song và nguồn sóng coi như ở rất xa.

b) Các vectơ $\vec{E}$ và $\vec{H}$ có phương không thay đổi và trị số của chúng là hàm sin của thời gian t . Như vậy sóng điện từ phẳng đơn sắc có một tần số xác định ω (nghĩa là chu kỳ $T = \frac{2\pi}{\omega}$ xác định). Trong một môi trường nhất định, nó có bước sóng xác định :

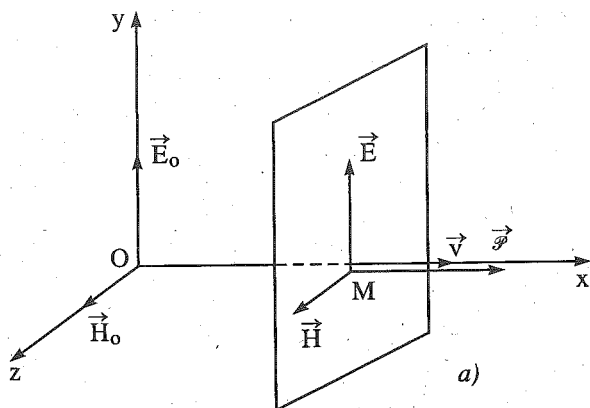
$$\lambda = vT.$$

Người ta đã chứng minh được rằng đối với sóng điện từ phẳng đơn sắc :

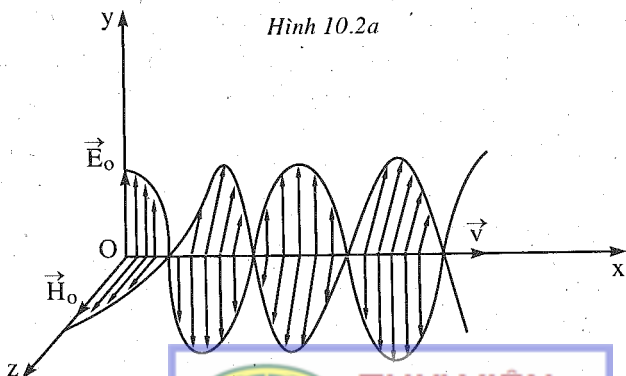


1. Hai vectơ $\vec{E}$ và $\vec{H}$ luôn luôn vuông góc nhau.
2. Ba vectơ $\vec{E}$, $\vec{H}$ và $\vec{v}$, theo thứ tự đó, hợp thành một tam diện thuận ba mặt vuông góc.
3. $\vec{E}$ và $\vec{H}$ luôn luôn dao động cùng pha, cụ thể là chúng luôn luôn có trị số tỷ lệ với nhau.

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} |\vec{E}| = \sqrt{\mu_0 \mu} |\vec{H}| \quad (10-7)$$



Hình 10.2a



Hình 10-2b. Sóng điện từ phẳng đơn sắc.

Giả thiết tại gốc O, hai vectơ $\vec{E}_0$ và $\vec{H}_0$ có những biểu thức sau :

$$E_0 = E_m \cos \omega t,$$

$$H_0 = H_m \cos \omega t.$$

Ta chọn trục toạ độ Ox trùng với phương truyền sóng, trục Oy theo phương của $\vec{E}$, trục Oz theo phương của $\vec{H}$. Tại một điểm M trên Ox ($\overline{OM} = x$), trị số các vectơ $\vec{E}$ và $\vec{H}$ sẽ cho bởi

$$E = E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \text{ và } H = H_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (10-8)$$

Đó là phương trình của sóng điện từ phẳng đơn sắc.

4. Năng lượng và năng thông sóng điện từ

Bản chất sóng điện từ là trường điện từ biến thiên. Năng lượng sóng điện từ là năng lượng trường điện từ ; năng lượng này định xứ trong khoảng không gian có sóng điện từ.

Mật độ năng lượng sóng điện từ có trị số bằng (xem phần điện từ trường) :

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mu H^2. \quad (10-9)$$

Đối với sóng điện từ phẳng đơn sắc ta có :

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} |\vec{E}| = \sqrt{\mu_0 \mu} |\vec{H}|.$$

Từ đó suy ra

$$\epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 ;$$

đẳng thức này chứng tỏ phần năng lượng do điện trường và do từ trường đóng góp trong w là như nhau. Biểu thức của (10-9) thành :

$$w = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \cdot E \cdot \sqrt{\mu_0 \mu} \cdot H. \quad (10-10)$$

Ta biết rằng để đặc trưng cho sự truyền năng lượng sóng điện từ, ta đã đưa ra khái niệm năng thông sóng điện từ : đó là đại lượng về trị số bằng năng lượng truyền qua một diện tích nào đó trong một đơn vị thời gian. Mật độ năng thông sóng điện từ, tương tự (9-21), cho bởi :

$$\mathcal{P} = wv, \quad (10-11)$$

hay theo (10-10) và $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}}$:

$$\mathcal{P} = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} E \sqrt{\mu_0 \mu} H \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}} = E \cdot H. \quad (10-12)$$

Để đặc trưng cho sự truyền năng lượng sóng điện từ một cách đầy đủ, ta định nghĩa vectơ Umôp - Pôinting :

$$\vec{\mathcal{P}} = w \cdot \vec{v}.$$

Vì $\vec{\mathcal{P}}$ song song và cùng chiều với $\vec{v}$ nên $\vec{\mathcal{P}} \perp \vec{E}$, $\vec{\mathcal{P}} \perp \vec{H}$, do đó dễ dàng suy ra rằng :

$$\vec{\mathcal{P}} = \vec{E} \wedge \vec{H}. \quad (10-13)$$

Ngoài ra người ta còn đưa ra khái niệm cường độ sóng điện từ : đó là một đại lượng về trị số bằng trị trung bình theo thời gian của mật độ năng thông tại một điểm. Cường độ sóng điện từ là J ta có :

$$J = \overline{wv}. \quad (10-14)$$

Đối với sóng phẳng đơn sắc :

$$\begin{aligned} w &= \epsilon_0 \epsilon E^2 = \epsilon_0 \epsilon E_m^2 \cos^2 \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = \\ &= \mu_0 \mu H^2 = \mu_0 \mu H_m^2 \cos^2 \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = E \cdot H = \\ &= E_m H_m \cos^2 \omega \left(t - \frac{y}{v} \right). \end{aligned}$$

Vì rằng trị trung bình của $\cos^2 \omega \left(t - \frac{y}{v} \right)$ bằng $\frac{1}{2}$ nên :

$$\bar{w} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E_m^2 = \frac{1}{2} \mu_0 \mu H_m^2 = \frac{1}{2} E_m H_m.$$

Kết quả :

$$J = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E_m^2 \cdot v = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E_m^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}},$$

hay
$$J = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} \cdot E_m^2.$$

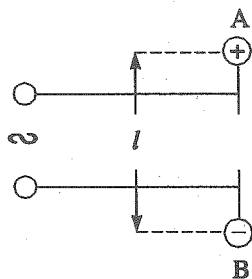
Tương tự :

$$J = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} \cdot H_m^2.$$

Cường độ sóng điện từ tỉ lệ với bình phương biên độ của cường độ điện trường hay cường độ từ trường.

§3. SỰ PHÁT SÓNG ĐIỆN TỪ CỦA MỘT LƯỠNG CỰC NGUYÊN TỐ DAO ĐỘNG (DAO TỬ)

Thí nghiệm của Héc đã cho ta một thí dụ về sự phát sóng điện từ. Trong thí nghiệm đó rõ ràng là điện tích trên hai quả cầu A, B đã biến thiên một cách tuần hoàn theo thời gian. Thực nghiệm chứng tỏ rằng khoảng cách $AB = l$ phải nhỏ hơn bước sóng λ của sóng điện từ. Ta nói



Hình 10-3. Lưỡng cực nguyên tố.

(*) Còn gọi là dao tử (điều hoà)



rằng như vậy ta đã tạo nên một lưỡng cực nguyên tố dao động. Vậy lưỡng cực dao động được tạo nên bởi hai điện cực A, B cách nhau một khoảng $l \gg \lambda$, điện tích trên hai điện cực trái dấu nhau và biến thiên một cách tuần hoàn theo thời gian (nhờ một nguồn cung cấp). Nếu nguồn cho những dao động điện điều hoà thì điện tích trên hai cực của lưỡng cực điện biến thiên theo hàm số sin của thời gian :

$$q = q_0 \sin \omega t,$$

và mômen điện của lưỡng cực

$$p = pl = q_0 l \sin \omega t$$

cũng là hàm số sin của thời gian. Lưỡng cực nguyên tố dao động phát ra sóng điện từ – các đường sức điện và từ của nó có dạng như hình 10-4. Nếu lấy trung điểm O của lưỡng cực làm gốc thì ở những khoảng cách xa O (khoảng cách lớn so với λ) sóng điện từ do lưỡng cực phát ra có thể coi như sóng cầu.

Ta hãy xác định các vector cường độ điện trường $\vec{E}$ và cường độ từ trường $\vec{H}$ tại một điểm M cách O một khoảng r, phương OM hợp với phương của BA một góc θ . Phép tính chứng tỏ rằng : Muốn xác định $\vec{E}$ và $\vec{H}$ tại M, ta vẽ mặt cầu (O, r) ; vector $\vec{E}$ nằm tiếp xúc với kinh tuyến và vector $\vec{H}$ nằm tiếp xúc với vĩ tuyến tại M. Biểu thức của $\vec{E}$ và $\vec{H}$ tại M cho bởi :

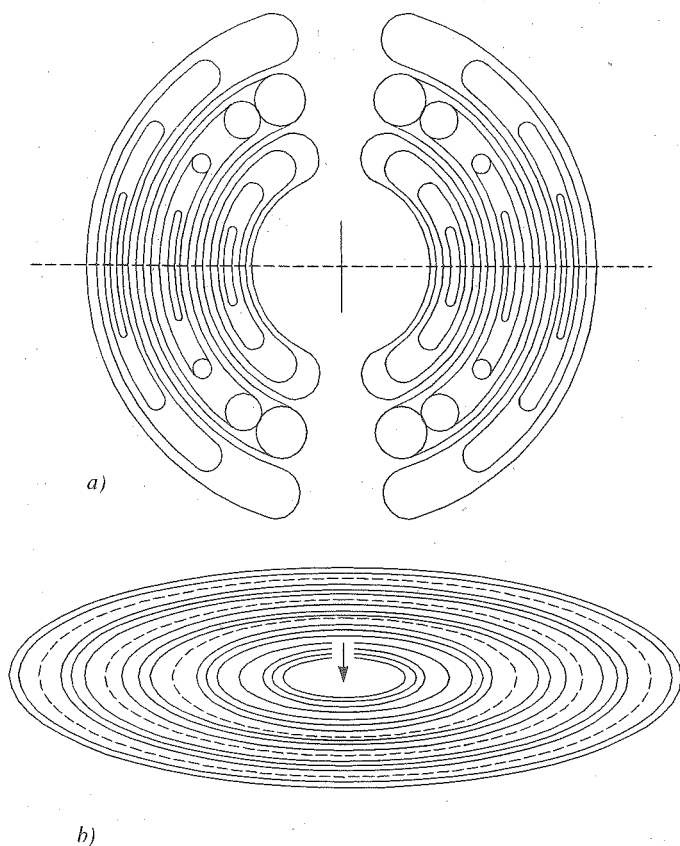
$$E = \frac{a}{r} \sin \theta \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right),$$

$$H = \frac{b}{r} \sin \theta \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right).$$

Cường độ sóng điện từ tại M cho bởi

$$J = K \frac{\omega^4 \sin^2 \theta}{r^2},$$

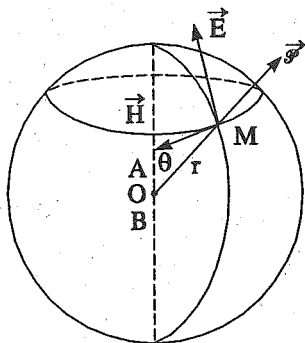
(10-15)



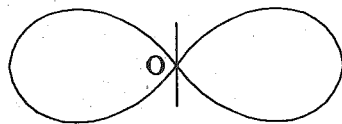
Hình 10-4. Đường sức điện trường và từ trường của sóng điện từ của lưỡng cực

a, b, K là những hằng số tỉ lệ. Theo (10-15) ta thấy rằng, cường độ sóng điện từ tỉ lệ ngược với bình phương khoảng cách r và phụ thuộc vào góc θ tức là phụ thuộc phương truyền sóng điện từ. Cùng một khoảng cách r , theo phương ứng với $\theta = \frac{\pi}{2}$, cường độ sóng điện từ cực đại ; theo phương

ứng với $\theta = 0$, cường độ sóng điện từ bằng không. Nếu trên các phương truyền sóng xuất phát từ O, ta lấy những đoạn có chiều dài tỉ lệ với cường độ sóng điện từ theo phương tương ứng (với khoảng cách r xác định, thì đầu mút của những đoạn ấy tạo thành một đường cong như hình vẽ 10-6)



Hình 10-5. Điện trường và từ trường của lưỡng cực dao động.



Hình 10-6. Đồ thị cường độ sóng điện từ của lưỡng cực.

§4. THANG SÓNG ĐIỆN TỪ

Sóng điện từ đơn sắc là sóng điện từ phát ra bởi một nguồn có tần số (chu kỳ) xác định. Kết quả trong một môi trường nhất định, sóng điện từ đơn sắc có một bước sóng xác định. Gọi λ là bước sóng, T là chu kỳ và v là vận tốc truyền sóng điện từ trong môi trường ta có

$$\lambda = vT,$$

nhưng

$$v = \frac{c}{n},$$

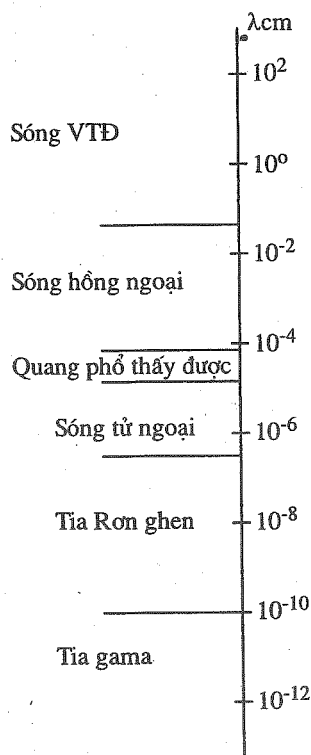


vậy

$$l = \frac{cT}{n} = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (10-16)$$

trong đó $\lambda_0 = cT$ là bước sóng của sóng điện từ trong chân không. Vậy bước sóng của sóng điện từ phụ thuộc môi trường ; nó có trị số lớn nhất trong chân không.

Người ta phân loại các sóng điện từ (đơn sắc) theo độ lớn của tần số (tính ra đơn vị héc) hay bước sóng (trong chân không). Ta có thể lập một bảng trong đó ghi tên các loại sóng điện từ ứng với những bước sóng từ lớn đến nhỏ gọi là *thang sóng điện từ*.



Hình 10-7. Thang sóng điện từ.

§5. ÁP SUẤT SÓNG ĐIỆN TỪ

Thực nghiệm chứng tỏ rằng khi sóng điện từ truyền đi gặp một vật dẫn sẽ tác dụng một áp lực lên vật dẫn đó.

Ta có thể giải thích một cách định tính áp lực của sóng điện từ. Khi sóng điện từ $(\vec{E}, \vec{H})$ truyền đến bề mặt vật dẫn (giả sử theo hướng vuông góc) vectơ điện trường $\vec{E}$ song song với mặt vật dẫn gây nên

một dòng điện trong vật dẫn, vector mật độ dòng điện $\vec{j}$ cùng hướng với vector điện trường (h.10-8). Do tác dụng của từ trường $\vec{H}$, dòng điện $\vec{j}$ chịu tác dụng của một lực điện từ $\vec{F}$ có phương vuông góc với $\vec{j}$ và với $\vec{H}$. Kết quả $\vec{F}$ vuông góc với bề mặt vật dẫn, tạo nên một áp lực. Lực này có cường độ thay đổi theo thời gian (vì các cường độ $\vec{E}$ và $\vec{H}$ thay đổi theo thời gian) (h.10-8).

Giá trị trung bình của lực tác dụng lên một đơn vị diện tích của bề mặt vật dẫn chính là áp suất sóng điện từ.

Maxwell đã thiết lập biểu thức của áp suất sóng điện từ p truyền đến theo hướng vuông góc với mặt vật dẫn

$$p = (1 + k) \bar{w},$$

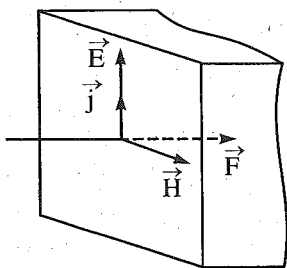
trong đó $\bar{w}$ là mật độ năng lượng trung bình của sóng điện từ, còn k là hệ số phản xạ sóng điện từ của mặt vật dẫn. Nếu vật dẫn hoàn toàn hấp thụ sóng điện từ thì $k = 0$ nghĩa là $p = \bar{w}$; nếu vật dẫn hoàn toàn phản xạ sóng điện từ thì $k = 1$ nghĩa là $p = 2\bar{w}$. Trong trường hợp tổng quát $0 \leq k \leq 1$ nghĩa là

$$\bar{w} \leq p \leq 2\bar{w}.$$

Nếu sóng điện từ truyền đến theo phương làm với phương pháp tuyến của bề mặt vật dẫn một góc α thì công thức Maxwell viết thành :

$$p = (1 + k) \bar{w} \cos \alpha.$$

Vì ánh sáng cũng là một loại sóng điện từ nên khi ánh sáng truyền đến một vật dẫn cũng tác dụng áp lực lên vật đó : áp lực ánh sáng. Giá trị của áp suất ánh sáng khá nhỏ. Ta có thể ước tính giá trị của áp



Hình 10-8

suất ánh sáng mặt trời bằng công thức Maxwell. Đối với ánh sáng mặt trời, mật độ năng thông bằng

$$P = 10^3 \text{ W/m}^2.$$

Vậy mật độ năng lượng (trung bình) bằng

$$\bar{w} = \frac{P}{c} = \frac{10^3}{3 \cdot 10^8} \text{ J/m}^3$$

và áp suất ánh sáng mặt trời trên mặt vật dẫn phản xạ hoàn toàn ($k = 1$)

$$p = \frac{2 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^8} = 0,7 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2.$$

Giá trị này khá nhỏ ; tuy nhiên thực nghiệm vẫn xác định được và kết quả đo phù hợp với công thức Maxwell. Áp suất ánh sáng lần đầu tiên được Lêbêdev phát hiện vào năm 1900.

MỤC LỤC

CHƯƠNG 1 : TRƯỜNG TỈNH ĐIỆN.....	3
§1. Những khái niệm mở đầu	3
§2. Định luật Culông	5
§3. Khái niệm điện trường. Vector cường độ điện trường.....	10
§4. Điện thông	24
§5. Định luật Ôxtơrôgratzki-Gaox (Ô-G)	30
§6. Điện thế.....	44
§7. Mặt đẳng thế	52
§8. Liên hệ giữa vector cường độ điện trường và điện thế	54
CHƯƠNG 2 : VẬT DẪN	61
§1. Điều kiện cân bằng tĩnh điện. Tính chất của vật dẫn mang điện.....	61
§2. Hiện tượng điện hưởng.....	66
§3. Điện dung của một vật dẫn cô lập	69
§4. Hệ vật dẫn tích điện cân bằng. Tụ điện	71
§5. Phương pháp ảnh điện	80
§6. Năng lượng điện trường.....	83
CHƯƠNG 3 : ĐIỆN MÔI	87
§1. Sự phân cực của chất điện môi	87
§2. Vector phân cực điện môi	93
§3. Điện trường tổng hợp trong điện môi	96
§4. Đường sức điện trường và đường cảm ứng điện qua mặt phân cách của hai môi trường	98
§5. Điện môi đặc biệt	102
CHƯƠNG BỔ SUNG : NHỮNG ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN CỦA DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỔI	106
§1. Bản chất của dòng điện	106
§2. Những đại lượng đặc trưng của dòng điện.....	108

§3. Định luật Ôm đối với một đoạn mạch thuần điện trở.....	112
§4. Suất điện động	115
§5. Các định luật Kiarokhốp	120
CHƯƠNG 4 : TỪ TRƯỜNG KHÔNG ĐỐI	124
§1. Tương tác từ của dòng điện. Định luật Ampe	124
§2. Vector cảm ứng từ và vector cường độ từ trường.....	128
§3. Từ thông, Định lí Ôxtơrôgratxki-Gaox đối với từ trường	141
§4. Lưu số của vector cường độ từ trường.	
Định lí về dòng điện toàn phần.....	147
§5. Tác dụng của từ trường lên dòng điện	157
§6. Chuyển động của hạt tích điện trong từ trường	163
CHƯƠNG 5 : HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ	169
§1. Các định luật về hiện tượng cảm ứng điện từ	169
§2. Hiện tượng tự cảm	178
§3. Hiện tượng hồ cảm	185
§4. Năng lượng từ trường	188
CHƯƠNG 6 : VẬT LIỆU TỪ	191
§1. Nguyên tử trong từ trường ngoài.....	193
§2. Nghịch từ và thuận từ	201
§3. Sắt từ	210
CHƯƠNG 7 : TRƯỜNG ĐIỆN TỪ.....	222
§1. Luận điểm thứ nhất của Măcxoen.....	222
§2. Luận điểm thực hai của Măcxoen.....	226
§3. Trường điện từ và hệ thống các phương trình Măcxoen	233
§4. Tính tương đối của trường điện từ	238
§5. Chuyển động của hạt điện trong trường điện từ	243
CHƯƠNG 8 : DAO ĐỘNG	245
§ 1. Dao động cơ điều hoà.....	245
§2. Dao động cơ tắt dần	254

§3. Dao động cơ cưỡng bức.....	257
§4. Dao động điện từ điều hoà.....	262
§5. Dao động điện từ tắt dần.....	268
§6. Dao động điện từ cưỡng bức.....	271
§7. Cộng hưởng tham số.....	276
§8. Tổng hợp và phân tích các dao động.....	279
CHƯƠNG 9 : SÓNG CƠ	294
§1. Các khái niệm mở đầu.....	294
§2. Hàm sóng.....	298
§3. Năng lượng sóng cơ.....	302
§4. Sự giao thoa sóng.....	305
§5. Sóng dừng.....	308
§6. Nguyên lí Huyghen và hiện tượng nhiễu xạ sóng cơ.....	312
§7. Dao động âm và sóng âm.....	315
CHƯƠNG 10 : SÓNG ĐIỆN TỪ	325
§1. Sự tạo thành sóng điện từ.....	325
§2. Những tính chất của sóng điện từ.....	326
§3. Sự phát sóng điện từ của một lưỡng cực nguyên tố dao động (dao tử).....	333
§4. Thang sóng điện từ.....	336
§5. Áp suất sóng điện từ.....	337

Chịu trách nhiệm xuất bản:

Chủ tịch Hội đồng Thành viên MẠC VĂN THIÊN

Tổng Giám đốc GS.TS. VŨ VĂN HÙNG

Phó Tổng Giám đốc kiêm Tổng biên tập TS. PHAN XUÂN THÀNH

Tổ chức bản thảo và chịu trách nhiệm nội dung:

Phó tổng biên tập NGUYỄN HIỀN TRANG

Phó Giám đốc phụ trách CTCP Dịch vụ xuất bản Giáo dục Hà Nội

PHẠM THỊ HỒNG

Biên tập lần đầu: NGUYỄN QUANG HẬU

Biên tập tái bản : PHAN THỊ THANH BÌNH

Sửa bản in : PHAN THỊ THANH BÌNH

Biên tập kỹ thuật : KIỀU NGUYỆT VIÊN - NGUYỄN PHƯƠNG HÀ

Trình bày bìa : HOÀNG MẠNH ĐỨC

Chế bản : CÔNG TY CP DỊCH VỤ XUẤT BẢN GIÁO DỤC HÀ NỘI



Công ty CP Dịch vụ xuất bản Giáo dục Hà Nội – Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam
giữ quyền công bố tác phẩm.

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG - TẬP II

Điện - Dao động - Sóng

(Dùng cho các trường Đại học khối kỹ thuật công nghiệp)

Mã số: 7K006h6-DAI

In 3.000 bản (QĐ in số : 72), khổ 14,5 x 20,5 cm.

Đơn vị in : In tại Công ty CP in và vật tư Hải Dương.

Đường An Thái, Phường Bình Hàn, TP. Hải Dương.

Số ĐKXB : 116 - 2016/CXBIPH/ 149- 66/GD.

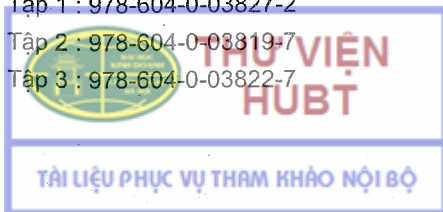
Số QĐXB : 4555/QĐ-GD-HN ngày 01 tháng 09 năm 2016.

In xong và nộp lưu chiểu tháng 09 năm 2016.

Mã số ISBN : Tập 1 : 978-604-0-03827-2

Tập 2 : 978-604-0-03819-7

Tập 3 : 978-604-0-03822-7





CÔNG TY CỔ PHẦN SÁCH ĐẠI HỌC - DẠY NGHỀ
HEVOBCO

25 HÀN THUYỀN – HÀ NỘI

Website : www.hevobco.com.vn ; Tel : 043. 9724715

TÌM ĐỌC SÁCH THAM KHẢO ĐẠI HỌC - BỘ MÔN VẬT LÝ CỦA NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC VIỆT NAM

VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG (3 tập)

LƯƠNG DUYỄN BÌNH (Chủ biên)

BÀI TẬP VẬT LÝ ĐẠI CƯƠNG (3 tập)

LƯƠNG DUYỄN BÌNH (Chủ biên)

CƠ SỞ VẬT LÝ (6 tập)

ĐÀM TRUNG ĐỒN – NGÔ QUỐC QUỲNH ... (dịch)

GIẢI BÀI TẬP VÀ BÀI TOÁN CƠ SỞ VẬT LÝ (4 tập)

LƯƠNG DUYỄN BÌNH – NGUYỄN QUANG HẬU

BÀI TẬP VẬT LÝ LÝ THUYẾT (2 tập)

NGUYỄN HỮU MÌNH – LÊ TRỌNG TƯỜNG

GIÁO TRÌNH THIÊN VĂN

PHẠM VIỆT TRINH

Bạn đọc có thể mua tại các Công ty Sách - Thiết bị trường học ở các địa phương hoặc các Cửa hàng của Nhà xuất bản Giáo dục Việt Nam :

Tại Hà Nội : 25 Hàn Thuyên, Quận Hai Bà Trưng, Tel : 04 39718437 ;

Tại Đà Nẵng : 76 - 78 Bạch Đằng ;

Tại Thành phố Hồ Chí Minh : Chi nhánh Công ty CP Sách Đại học, Dạy nghề,

462A/3 Trần Hưng Đạo, Quận 5, Tel : 08.3838.0332 ;

Tại Thành phố Cần Thơ : 162D, đường 3/2, quận Ninh Kiều ;

Website : www.nxbgd.vn



**THƯ VIỆN
HUBT**

TÀI LIỆU PHỤC VỤ THAM KHẢO NỘI BỘ

ISBN : 978-604-0-03819-7



9 786040 038197

Giá : 32.000 đ