

TRƯỜNG ĐẠI HỌC SƯ PHẠM HÀ NỘI

VŨ THANH KHIẾT

ĐIỆN HỌC

2001 | PDF | 465 Pages
buihuuhanh@gmail.com



NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC

TRƯỜNG ĐẠI HỌC SƯ PHẠM HÀ NỘI

PGS. TS. VŨ THANH KHIẾT

ĐIỆN HỌC

NHÀ XUẤT BẢN GIÁO DỤC - 2001

LỜI NÓI ĐẦU

Giáo trình Điện học được biên soạn theo chương trình Vật lý đại cương (phần Điện và Từ học) của khoa Vật lý Đại học sư phạm, dựa vào các bài giảng mà tác giả đã trình bày cho sinh viên khoa Vật lý trường Đại học Sư phạm Hà Nội trong những năm gần đây và dựa vào các cuốn sách Giáo trình Điện đại cương (do tác giả cũng biên soạn với tiến sĩ Nguyễn Thế Khôi và Vũ Ngọc Hồng, xuất bản năm 1982) và Điện học (do tác giả cũng biên soạn với Nguyễn Phúc Thuận, xuất bản năm 1993). Để giúp cho độc giả có nhiều tư liệu tham khảo, chiều sâu về của giáo trình được trình bày chi tiết hơn và sâu hơn. Cuối mỗi chương có đưa vào một số bài tập chọn lọc để tập vận dụng và củng cố kiến thức đã học. Về giáo trình có tính cập nhật và hiện đại, giáo trình có sử dụng một số tư liệu và minh họa ở các tài liệu tham khảo liệt kê ở cuối sách. Tác giả bày tỏ sự cảm ơn đối với Giáo sư Phạm Xuân Yêm, giám đốc nghiên cứu tại trường đại học tổng hợp Pierre và Marie Curie (Paris) đã cung cấp một số tư liệu được sử dụng trong cuốn sách này.

Tác giả bày tỏ sự chân thành cảm ơn đối với lãnh đạo Trường Đại học Sư phạm Hà Nội đã tạo điều kiện trong việc biên soạn cuốn sách. Tác giả cũng chân thành cảm ơn các bạn đồng nghiệp đã góp nhiều ý kiến quý báu cho việc hoàn thiện cuốn sách.

Cuốn sách có thể dùng làm tài liệu tham khảo cho học viên cao học và giáo viên phổ thông.

TÁC GIẢ

Chương I

TÍNH ĐIỆN HỌC

§1. MỞ ĐẦU

Mặc dù các hiện tượng trong tự nhiên thể hiện được rất nhiều vẻ khác nhau, những vật lý học hiện đại cho rằng chúng đều thuộc một trong bốn dạng tương tác cơ bản: tương tác hấp dẫn, tương tác điện từ, tương tác yếu và tương tác mạnh, trong số đó tương tác hấp dẫn và tương tác điện từ là những tương tác rất phổ biến. Đối với các vật hệ thống thường thì tương tác hấp dẫn rất yếu và ta có thể bỏ qua. Nhưng tương tác điện từ thì nói chung là đáng kể, thậm chí nhiều khi rất đáng kể.

Tương tác điện từ được nghiên cứu trong điện từ học là môn khoa học được bắt nguồn từ nhiều hiện tượng đã được biết từ nhiều thế kỷ trước. Loài người từ khi mới hình thành trên Trái Đất đã phải tiếp xúc với các hiện tượng điện như sấm, chớp... Tuy vậy phải trải qua hàng vạn năm sau, người ta mới bắt đầu nghiên cứu các hiện tượng điện. Từ trước công nguyên các nhà triết học Hi Lạp cổ đại đã quan sát được hiện tượng sau: Khi cạo sắt hồ phách, thủy tinh vào len, da, lụa v.v., chúng có khả năng hút các vật nhẹ như mảnh giấy vụn, sợi bông v.v. (Vì vậy mà từ "electron" được bắt nguồn từ chữ Hi Lạp có nghĩa là hồ phách). Tuy nhiên chỉ đến cuối thế kỷ XVI bác sĩ Gilbert, người Anh, mới nghiên cứu chi tiết hiện tượng trên và tìm thấy một chất tương tự ở nhiều vật khác. Ông gọi những vật có khả năng hút các vật nhẹ như trên là vật đã bị "nhiễm điện"; thực chất là các vật trên đã được "tích điện". Người Hi Lạp cổ đại cũng đã biết một số "đá" thiên nhiên mà ngày nay người ta gọi là quặng magnet có thể hút sắt. Đó là những nguồn gốc sơ khởi của điện học và từ học. Từ đó môn khoa học này đã phát triển một cách độc lập nhờ các công trình nghiên cứu của các nhà bác học qua nhiều thế kỷ.

Nhưng đến năm 1820 thì Ørsted, nhà vật lý người Đan Mạch, đã tìm thấy mối liên hệ giữa điện và từ: dòng điện trong một dây dẫn có thể làm quay kim la bàn. Và từ đó một bộ môn khoa học mới đã được hình thành là *điện từ học* (kết hợp các hiện tượng điện và từ) được phát triển nhờ các công trình nghiên cứu của nhiều nhà bác học trên thế giới, trong số đó, Faraday, nhà vật lý người Anh, là một trong các nhà bác học xuất sắc nhất (ông còn được gọi là "Newton" của điện từ học). Vào giữa thế kỉ XIX, Maxwell, nhà bác học người Anh, đã thể hiện các ý tưởng của Faraday, đưa vào nhiều ý tưởng mới của mình và đặt cơ sở cho *lí thuyết Maxwell về điện từ trường*. Phát minh vĩ đại của Maxwell trong điện từ học là đã coi ánh sáng là sóng điện từ và có thể đo vận tốc của ánh sáng bằng các phép đo thuần túy điện và từ. Với phát minh này, Maxwell đã tìm được mối liên hệ giữa quang học và điện từ học. Các phương trình Maxwell, biểu thị các định luật cơ bản của điện từ học, đóng vai trò giống như các định luật Newton về chuyển động trong cơ học cổ điển và các nguyên lí, định luật của nhiệt động lực học trong nhiệt học. Hertz, nhà phát minh người Đức, đã góp phần làm cho điện từ học có bước phát triển nhảy vọt khi ông tạo ra được "sóng Maxwell" (mà ngày nay ta gọi là sóng ngắn vô tuyến). Ngày nay các phương trình Maxwell được ứng dụng để giải quyết hàng loạt các bài toán thực tiễn trong kĩ thuật và công nghệ.

Trong chương này, chúng ta bắt đầu nghiên cứu hiện tượng điện bằng việc nghiên cứu *các hiện tượng tĩnh điện*, trong đó các hạt tích điện đứng yên hoặc chỉ chuyển động rất chậm đối với nhau trong một hệ quy chiếu quán tính.

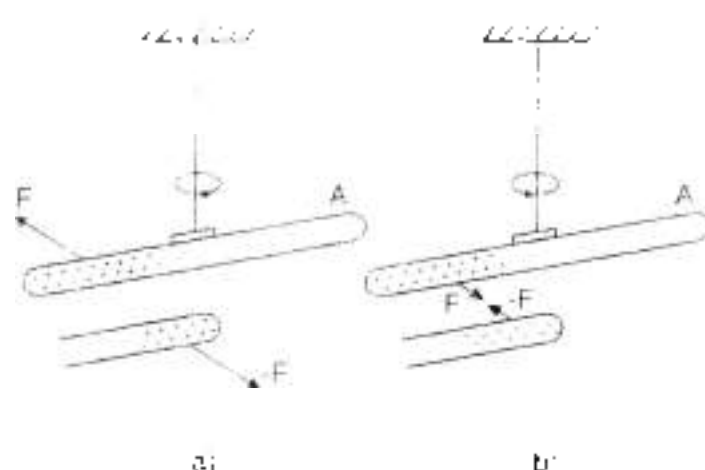
§2. ĐIỆN TÍCH TƯƠNG TÁC GIỮA CÁC ĐIỆN TÍCH

1. SỰ NHIỆM ĐIỆN CỦA CÁC VẬT, HAI LOẠI ĐIỆN TÍCH

1) **Hai loại điện tích.** Sau khi Gilbert nghiên cứu chi tiết luận tượng *nhiệm điện do cơ xát*, người ta cũng thấy rằng còn có thể

làm cho một vật nhiễm điện bằng cách cho nó tiếp xúc với một vật khác đã được nhiễm điện (*nhiễm điện do tiếp xúc*).

Vật nhiễm điện có mang những điện tích. Thí nghiệm chứng tỏ rằng các vật mang điện có thể hút nhau hoặc đẩy nhau. Treo một thanh thủy tinh A đã nhiễm điện do cọ xát vào lụa bằng một sợi dây mảnh, và đưa lại gần thanh do một thanh thủy tinh thứ hai cũng đã được nhiễm điện do cọ xát. Ta thấy hai thanh đẩy nhau



Hình 1.1

chính (Hình 1.1a). Nếu đưa lại gần thanh thủy tinh A một thanh êbônít đã được nhiễm điện (do cọ xát vào lụa), ta thấy hai thanh hút nhau (Hình 1.1b). Điều đó chứng tỏ loại điện tích trên thanh thủy tinh khác với loại điện tích trên thanh nhựa. Làm thí nghiệm với nhiều vật khác nhau ta thấy chúng chỉ có thể nhiễm một trong hai loại điện tích như ở thanh thủy tinh và thanh êbônít nói trên. Người ta quy ước gọi loại điện tích giống như loại điện tích xuất hiện trên thanh thủy tinh sau khi cọ xát vào lụa là *điện tích dương*; còn loại điện tích giống như loại điện tích xuất hiện trên thanh êbônít (hay thanh nhựa) sau khi cọ xát vào lụa là *điện tích âm*. Như vậy những vật nhiễm cùng loại điện tích thì đẩy nhau, những vật nhiễm điện tích khác loại thì hút nhau.

2) Chất dẫn điện và chất cách điện

Về phương diện điện, các chất được chia làm 2 loại: chất dẫn điện và chất cách điện hay điện môi.

Chất dẫn điện là chất trong đó một số điện tích có thể di chuyển tương đối dễ dàng, chẳng hạn như kim loại, nước trong và nước máy, cơ thể người... Ta gọi các vật làm từ chất này là *vật dẫn*. Vật dẫn lại chia làm 2 loại. Vật dẫn loại 1 (như kim loại) là vật dẫn mà sự

dịch chuyển điện tích bên trong nó không gây ra một sự biến đổi hóa học nào và cũng không gây ra được một dịch chuyển nào có thể thấy được của vật chất bên trong nó. Ngược lại, vật dẫn loại 2 (như dung dịch muối, axit, bazơ, gọi chung là dung dịch điện phân) là vật dẫn mà sự dịch chuyển điện tích bên trong nó gắn liền với những biến đổi hóa học, dẫn đến sự giải phóng (thoát ra) một số thành phần vật chất tại chỗ tiếp xúc với các vật dẫn khác.

Chất cách điện hay *điện môi* là chất trong đó không có điện tích nào có thể chuyển động tự do, chẳng hạn như thủy tinh, nhựa, nước tinh khiết (về mặt hóa học), cao su, êbonit, hổ phách, sứ...

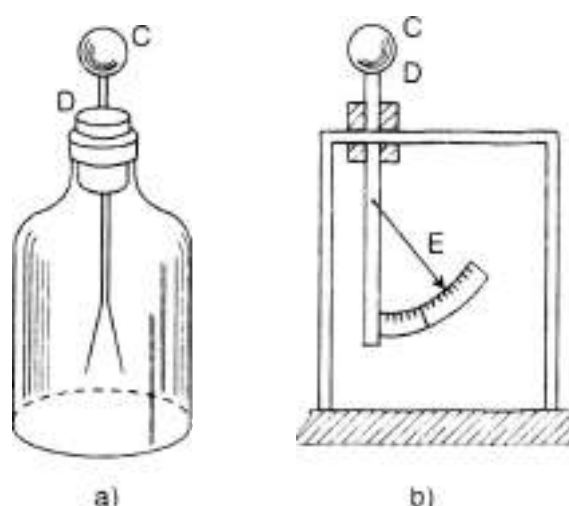
Cấu tạo và bản chất điện của các nguyên tử quyết định tính chất của vật dẫn và vật cách điện (xem §5 và §6)

Việc phân chia ra vật dẫn và điện môi chỉ có tính chất tương đối vì mọi vật đều ít nhiều dẫn điện. Một vật là cách điện nếu lượng điện tích di chuyển được trong vật là rất nhỏ so với lượng điện tích truyền cho vật. Các *chất bán dẫn điện*, như silic, germani là chất trung gian giữa các chất dẫn điện và điện môi (X. chương III)

Cuối cùng là *chất siêu dẫn* trong đó không có sự cản trở nào đối với sự chuyển động của các điện tích qua chúng. (X. chương III).

3) Điện nghiệm

Dựa vào sự tương tác của các vật nhiễm điện người ta chế tạo ra *điện nghiệm* dùng để nhận biết các vật mang điện. Điện nghiệm gồm một thanh kim loại D có gắn (treo) hai lá kim loại mỏng (bằng nhôm chẳng hạn) cắm xuyên qua một nút cách điện (nhựa hoặc cao su) đáy ở miệng bình thủy tinh (hình 1.2 a); đầu trên thanh kim loại có gắn một quả cầu kim loại nhỏ C. Khi cho vào



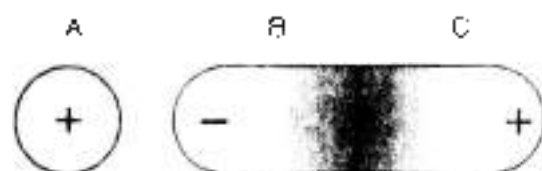
Hình 1.2

nhuộm điện chạm vào quả cầu thì hai lá kim loại xòe ra (vì chúng được nhiễm cùng một loại điện giống như loại điện của vật). Điện tích của vật càng lớn, góc xòe ra giữa hai lá kim loại của điện nghiệm càng lớn. Như thế điện nghiệm còn có thể dùng để so sánh độ lớn của các điện tích.

Nếu thay bình thủy tinh bằng một hộp kim loại đặt trên giá cách điện, và thay lá kim loại bằng một kim loại nhẹ (thường bằng vàng hay bạc) có thể quay quanh trục trên một mắt chia độ (hình 1.2b), thì ta có một *thanh điện kế* (còn gọi là *vòng kế tĩnh điện*). Dụng cụ này dùng để đo hiệu điện thế giữa hai vật và điện thế của một vật (xem §4). (Muốn vậy ta nối vỏ máy (hộp kim loại) với đất và nối vật cần đo với quả cầu của máy).

4) Sự nhiễm điện do cảm ứng

Khi đưa một vật nhiễm điện lại gần quả cầu C của điện nghiệm (không chạm vào C), người ta nhận thấy hai lá kim loại của điện nghiệm xòe ra. Điều đó chứng tỏ có những điện tích xuất hiện trên quả cầu C khi ở gần nó có vật mang điện. Hiện tượng đó được gọi là *sự nhiễm điện do cảm ứng* (hay *hướng ứng*), và các điện tích xuất hiện trên



Hình 1.3

quả cầu C được gọi là *điện tích hướng ứng* (hay *điện tích cảm ứng*). Để khảo sát chi tiết hơn hiện tượng hướng ứng tĩnh điện (gọi tắt là *hiện tượng điện hướng*) ta dùng một vật dẫn kim loại hình trụ gồm 2 nửa B, C đặt trên giá cách điện (hình 1.3). Đưa lại gần đầu B của vật một quả cầu A mang điện, điện tích dương chẳng hạn. Nhờ điện nghiệm ta thấy hai nửa B, C bị nhiễm điện. Tách xa B và C, ta thấy B và C vẫn mang điện. Hơn nữa dùng một thanh thủy tinh nhiễm điện (do cọ xát) để thử ta thấy B tích điện âm (trái dấu với điện tích của A), còn C tích điện dương (cùng dấu với điện tích của A). Ta cũng thấy rằng khi đưa quả cầu A ra xa vật dẫn thì điện tích hướng ứng càng mất đi.

II. ĐỊNH LUẬT COULOMB

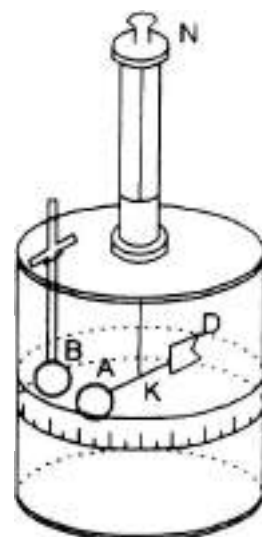
1. Định luật Coulomb trong chân không

a) *Phát biểu định luật.* Năm 1785, nhà vật lý người Pháp Coulomb, trên cơ sở khái quát các số liệu thực nghiệm, đã thiết lập được quy luật tương tác điện giữa các *hạt tích điện* (gọi tắt là *điện tích*). Bằng thực nghiệm ông đã xác định được lực tương tác giữa hai *điện tích điểm cô lập, đứng yên tương đối với nhau*. Về mặt vật lý, có thể xem các vật tích điện có kích thước rất nhỏ so với khoảng cách giữa chúng là các *điện tích điểm* (nghĩa là, ngay cả khi xét lực tương tác điện giữa hai ngôi sao tích điện ở rất xa nhau, thì mỗi ngôi sao vẫn có thể coi là một điện tích điểm). Hệ được xem là cô lập, khi chỉ chịu tác dụng của một ngoại lực có cường độ rất nhỏ so với lực tương tác điện. Để đơn giản, trước tiên ta chỉ xét lực tương tác điện giữa hai điện tích điểm đặt trong chân không; nếu chúng được đặt trong một môi trường ngoài khác, thì trong nhiều trường hợp, môi trường ngoài sẽ đặt lên hệ những ngoại lực không thể bỏ qua được.

Để thiết lập quy luật tương tác điện, Coulomb đã dùng cân xoắn (hình 1.4); các quả cầu nhỏ A và B bằng kim loại mang điện đóng vai trò của điện tích điểm.

Nguyên tắc làm việc của cân xoắn khá đơn giản. Cân gồm đòn cân K, một đầu đòn mang quả cầu A, đầu kia mang đối trọng D. Đòn cân được treo thăng bằng ở đầu một sợi dây kim loại mảnh, đầu kia của sợi dây gắn vào một núm N quay được quanh trục. Trong cân xoắn có quả cầu B được gắn cố định ở cạnh quả cầu A. Nếu hai quả cầu A và B được tích điện thì có lực $\vec{F}$ tác dụng lên quả cầu A làm đòn cân quay.

Muốn cho đòn cân trở lại vị trí cũ, ta phải quay núm N một góc θ sao cho mômen xoắn của dây treo cân bằng với mômen lực $\vec{F}$; biết góc quay θ ta xác định được lực $\vec{F}$. Toàn bộ thiết bị được đặt trong một buồng thủy tinh để tránh ảnh hưởng của gió. Tuy thí nghiệm của Coulomb tiến hành trong không khí nhưng ảnh hưởng của môi trường không khí đến lực tương tác điện rất bé, nên các kết quả thực nghiệm có thể xem là kết quả thí nghiệm trong chân không.



Hình 1.4

Trong thí nghiệm của mình, Coulomb đã thay đổi điện tích trên các quả cầu A và B bằng cách dùng các quả cầu hoàn toàn giống nhau, một quả cầu tích điện còn quả cầu kia không tích điện, cho tiếp xúc với nhau. Nhờ vậy, ông đã chia đôi được lượng điện tích trên quả cầu, làm cho nó giảm dần xuống còn 1/4, rồi 1/8 v.v. Lần lượt thay đổi khoảng cách giữa hai quả cầu A và B tích điện rồi xác định lực tương tác $\vec{F}$ giữa hai vật trong từng trường hợp.

Sau 18 năm liên tri tiến hành thí nghiệm, ông đã thiết lập được định luật Coulomb trong chân không, phát biểu như sau:

Lực tương tác giữa hai điện tích điểm, đứng yên tương đối với nhau, tỉ lệ với tích độ lớn của hai điện tích và tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa chúng. Lực tương tác có phương nằm trên đường thẳng vạch qua hai điện tích, là lực đẩy nếu hai điện tích cùng loại, là lực hút nếu hai điện tích khác loại.

$$F = F_{12} = F_{21} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

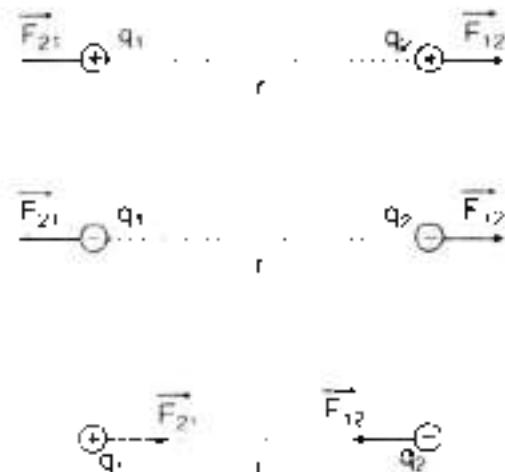
Định luật Coulomb còn có thể viết dưới dạng vectơ như sau:

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \quad (1.2)$$

trong đó k là hệ số tỉ lệ tùy thuộc vào việc chọn đơn vị của các đại lượng; $\vec{r}_{12}$ là vectơ vạch từ điện tích

q_1 đến điện tích q_2 ; $\frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}}$ là vectơ đơn

vi hướng từ điện tích q_1 đến điện tích q_2 , lực $\vec{F}_{12}$ là lực điện mà q_1 tác dụng lên q_2 . Người ta quy ước điện tích dương nhận giá trị dương, và ngược lại điện tích âm nhận giá trị âm. Như vậy q_1 và q_2 có giá trị đại số. Nếu hai điện tích q_1 và q_2 là cùng loại, thì tích $q_1 q_2 > 0$, $\vec{F}_{12}$ cùng chiều với $\vec{r}_{12}$ và lực điện là lực đẩy. Ngược lại, nếu q_1 và q_2 khác loại,



Hình 1.5

tích $q_1 q_2 < 0$, $\vec{F}_{12}$ ngược chiều với $\vec{r}_{12}$, lực điện là lực hút. Nhưng dù là lực đẩy hay lực hút, trong cả hai trường hợp lực đều là xuyên tâm. (Hình 1.5).

Lực mà điện tích q_2 tác dụng lên điện tích q_1 là $\vec{F}_{12}$, được xác định bằng công thức (1.2) sau khi đã thay chỉ số 1 và 2 thành 2 và 1 tương ứng:

$$\vec{F}_{21} = k \frac{q_2 q_1}{r_{21}^2} \cdot \frac{\vec{r}_{21}}{r_{21}} \quad (1.3)$$

Lưu ý rằng $\vec{r}_{12} = -\vec{r}_{21}$, từ (1.3) và (1.2) ta suy ra:

$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, tức là tương tác tĩnh điện thỏa mãn định luật III Newton.

Như vậy, các công thức (1.2) và (1.3) mô tả đầy đủ nội dung của định luật Coulomb. Lực tương tác tĩnh điện còn được gọi là *lực Coulomb*.

b) Đơn vị điện tích

Trong công thức (1.1), (1.2) và (1.3) giá trị của hệ số tỉ lệ k tùy thuộc vào việc chọn đơn vị dùng để đo chiều dài r , điện tích q_1 và q_2 , và lực điện F . Trong hệ SI, chiều dài đo bằng mét, lực đo bằng niutơn, còn q_1, q_2 được đo bằng culông, kí hiệu là C. Culông là đơn vị dẫn xuất trong hệ SI, được định nghĩa từ đơn vị cơ bản là ampe (A): Culông là điện lượng mà dòng điện không đổi 1 ampe chuyển qua tiết diện thẳng của dây dẫn trong 1s; $1C = 1A \cdot 1s$. Trong hệ SI, người ta đặt: $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, với ϵ_0 được gọi là *hằng số điện*, có giá trị:

$$\epsilon_0 = 8.86 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{N \cdot m^2}$$

$$\text{và từ đó} \quad k = 9 \cdot 10^9 \frac{N \cdot m^2}{C^2} \quad (1.5)$$

Trong hệ đơn vị SI, biểu thức của định luật Coulomb có dạng

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \quad (1.6)$$

$$\text{và} \quad \vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \quad (1.7)$$

Thừa số $\frac{1}{4\pi}$ trong các công thức biểu thị tính đối xứng cầu của tương tác Coulomb.

2) Định luật Coulomb trong môi trường

Thí nghiệm đã chứng tỏ lực tương tác tĩnh điện giữa các điện tích đặt trong môi trường vật chất (trong nước, dầu hoa chẳng hạn) nhỏ đi ϵ lần so với lực tương tác điện giữa chúng đặt trong chân không. ϵ là một đại lượng không có thứ nguyên, lớn hơn 1, đặc trưng cho tính chất điện của môi trường và được gọi là *hằng số điện môi* (hay *độ thấm điện môi*) của môi trường (xem §5). Đối với không khí người ta đo được $\epsilon = 1,006$; đối với nước nguyên chất $\epsilon = 81$...

Như vậy, biểu thức của định luật Coulomb trong môi trường có dạng:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{|q_1 q_2|}{r^2}; \quad (1.8)$$

$$\text{và} \quad \vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{|q_1 q_2|}{r_{12}^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}} \quad (1.9)$$

Cần chú ý rằng các công thức (1.6), (1.7), (1.8), (1.9) cũng có thể áp dụng để xác định lực tương tác giữa hai quả cầu tích điện đều (mật độ điện tích có giá trị như nhau tại một số điểm trên mặt, hoặc trong toàn bộ thể tích); khi đó r là khoảng cách giữa hai tâm quả cầu.

3) Ý nghĩa của định luật Coulomb

Định luật Coulomb có ý nghĩa vật lý quan trọng.

a) Một là, các thí nghiệm dựa trên định luật Coulomb cho biết lực tương tác điện tác dụng lên một điện tích là một đại lượng cộng tính. Nói cách khác, nếu có một hệ gồm ba (hoặc nhiều hơn) điện tích thì sự có mặt của điện tích thứ ba không làm thay đổi lực tương

tác giữa hai điện tích kia. Điều đó có nghĩa là, có thể dùng định luật Coulomb để xác định lực tác dụng của hệ điện tích lên một điện tích nào đó bằng cách cộng (cộng vector) các lực tác dụng của tất cả điện tích của hệ lên điện tích đang xét:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i \quad (1.10)$$

b) *Hai là*, lực tương tác giữa hai điện tích tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa chúng. Đây là một sự trùng hợp rất đặc sắc với định luật vạn vật hấp dẫn đã được Newton tìm ra trước đó một thế kỉ ! Vì vậy, trong một thời gian dài kể từ sau khi Coulomb tìm ra định luật về tương tác tĩnh điện, người ta đã cố gắng tìm xem: "Có đúng thực là lực tương tác giữa hai điện tích tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa chúng không ? Hay là có một sai khác nào đó ? " Và " Định luật Coulomb được nghiệm đúng trong phạm vi khoảng cách nào ? " Nếu xem rằng, lực Coulomb tỉ lệ với $\frac{1}{r^{2+\delta}}$, với δ

là số khác không, thì *bằng thực nghiệm*: năm 1873 Maxwell đã tìm thấy $\delta < 10^{-5}$; năm 1936 Plimpton và Lawton đã tìm được $\delta < 2 \cdot 10^{-9}$ và năm 1971 Williams, Faller và Hill đã tìm thấy $\delta < 3,0 \cdot 10^{-16}$. Ở những khoảng cách bằng kích thước hạt nhân ($\approx 10^{-13}$ cm) định luật Coulomb vẫn đúng. Còn ở những khoảng cách nhỏ hơn 10^{-14} cm thì vật lí học hiện đại chưa có đầy đủ bằng chứng thực nghiệm để chứng minh rằng định luật Coulomb vẫn giữ nguyên giá trị, mặc dù một cách hiển nhiên là ngay cả ở những khoảng cách này vẫn có thể áp dụng định luật Coulomb. Còn ở những khoảng cách lớn, cỡ vài kilômét hoặc lớn hơn thì người ta cho rằng định luật Coulomb vẫn đúng.

III. ĐỊNH LUẬT BẢO TOÀN ĐIỆN TÍCH

Thực nghiệm chứng tỏ rằng, sự xuất hiện điện tích trên một vật nào đó bao giờ cũng kèm theo sự xuất hiện điện tích khác loại với nó, bằng nó về độ lớn, ở trên vật khác. Sự xuất hiện điện tích dương ở thanh thủy tinh khi nó bị cọ xát vào lụa luôn luôn kèm theo sự xuất hiện điện tích âm ở trên lụa. Trong sự nhiễm điện do cảm

đồng, sự xuất hiện điện tích ở một phần của vật xảy ra đồng thời với sự xuất hiện điện tích khác loại, có cùng độ lớn với nó, ở phần khác của vật (xem hình 1.3). Những sự kiện đó chứng tỏ rằng trong mọi vật thể đều có những điện tích dương và điện tích âm. Trong điều kiện bình thường, số lượng điện tích âm và dương là bằng nhau, vì thế vật trung hòa về điện. Mọi quá trình nhiễm điện đều là quá trình tách các điện tích âm và dương ra và phân bố lại các điện tích. Những vật nào (hay phần nào của vật) có thừa điện tích dương thì nó nhiễm điện dương; còn những vật khác (hay phần khác của vật) có thừa điện tích âm thì nó nhiễm điện âm. Tổng các điện tích dương và âm toàn phần là không đổi, những điện tích đó chỉ phân bố lại mà thôi. Đó chính là nội dung của *định luật bảo toàn điện tích*, phát biểu như sau:

"Đối với một hệ cô lập, tổng đại số điện tích của hệ giữ luôn luôn không thay đổi:

$$\sum_{i=1} q_i = \text{const}'' \quad (1.11)$$

Định luật bảo toàn điện tích được coi là một nguyên lý; nó không được chứng minh chặt chẽ. Cơ sở duy nhất của nó là thực nghiệm: mọi kết quả thực nghiệm đều phù hợp với định luật này. Định luật bảo toàn điện tích là một trong những định luật chính xác nhất của vật lý và có tính chất tuyệt đối đúng.

IV. SỰ TỒN TẠI CỦA CÁC HẠT TÍCH ĐIỆN. THUYẾT ELECTRON

1) Điện tích nguyên tố

Năm 1870, khi nghiên cứu tia âm cực trong ống phóng điện (X. chương III), Crookes, nhà vật lý Anh, đã đi đến kết luận: điện tích cấu tạo từ các "hạt nguyên tố", hạt tích điện âm bé nhất, gọi là *electron*. Năm 1909, Millikan, nhà vật lý Mĩ, cũng đã chứng minh được rằng, điện tích có cấu tạo gián đoạn, hơn nữa ông đã xác định được điện tích của mỗi electron là: $-e = -(1,601 \pm 0,001)10^{-19}$ culông. Độ lớn của e được gọi là *điện tích nguyên tố*. Khối lượng tĩnh (đứng yên hoặc chuyển động chậm) của electron bằng $m_e = 9,1.10^{-31}$ kg.

2) Thuyết electron

Electron tham gia vào cấu tạo nguyên tử của tất cả các vật thể. Vật lý học hiện đại đã khẳng định rằng: Các vật thể được cấu tạo nên từ các phân tử, các phân tử lại hợp thành từ những nguyên tử.

Nguyên tử của mọi nguyên tố đều cấu tạo nên từ hạt nhân và các electron chuyển động xung quanh hạt nhân. Hạt nhân tích điện dương và mang hầu hết khối lượng của nguyên tử. Điện tích của hạt nhân có độ lớn bằng giá trị tuyệt đối của tổng các điện tích âm của các electron trong nguyên tử. Vì vậy, ở trạng thái bình thường nguyên tử trung hòa về điện. Nếu nguyên tử mất bớt một hay vài electron, nó sẽ mang điện dương và trở thành *ion dương*. Nếu nguyên tử nhận thêm electron, nó sẽ tích điện âm và trở thành *ion âm*. Quá trình nhiễm điện của các vật thể chính là quá trình các vật thể ấy nhận thêm hay mất đi một số electron hay ion. Thuyết giải thích tính chất điện khác nhau của các vật thể dựa trên việc nghiên cứu electron và chuyển động của chúng gọi là *thuyết electron*.

3) Hạt cơ bản

Hạt nhân nguyên tử cấu tạo nên từ proton và neutron. Proton là hạt có khối lượng $m_p = 1,6 \cdot 10^{-27}$ kg và mang điện tích nguyên tố dương e . Neutron là hạt không mang điện, có khối lượng xấp xỉ bằng khối lượng của proton.

Các hạt electron, proton và neutron được gọi là các *hạt cơ bản*. Ngoài các hạt đó người ta còn phát hiện được nhiều hạt cơ bản khác mang điện âm hoặc dương với độ lớn bằng điện tích nguyên tố như pozitron, mézon...

4) Điện tích bị lượng tử hóa

Như vậy điện tích q của một vật bất kỳ mang điện bao giờ cũng là một số nguyên lần của điện tích nguyên tố e :

$$|q| = Ne. \quad (1.12)$$

Điều đó có nghĩa là điện tích của một vật chỉ có thể có các giá trị rời rạc gián đoạn, chứ không thể có bất kỳ giá trị nào. Vì lẽ đó người ta nói rằng *điện tích bị lượng tử hóa*.

§1 Giải thích một số hiện tượng điện đã biết dựa vào thuyết electron.

a) Theo thuyết electron, vật dẫn điện tốt là vật có các hạt mang điện có thể chuyển động tự do. Trong các vật dẫn kim loại có một số electron có thể di chuyển tự do từ chỗ này đến chỗ khác, gây nên tính dẫn điện của kim loại; các electron này được gọi là *electron tự do* hay *electron dẫn*. Trong dung dịch điện phân có một số ion dương và âm có thể di chuyển tự do, gây nên tính dẫn điện của dung dịch.

b) Khi cọ xát thanh thủy tinh vào miếng lụa thì một số electron từ thanh thủy tinh di chuyển sang lụa, kết quả là thanh thủy tinh nhiễm điện dương, còn miếng lụa nhiễm điện âm.

c) Trong thí nghiệm về nhiễm điện do cảm ứng (Hình 1.3), quả cầu A tích điện dương đã tác dụng lực điện lên electron dẫn trong vật dẫn hình trụ, khiến cho một số electron dẫn di chuyển về phía A; kết quả là đầu B gần A sẽ nhận thêm electron và tích điện âm, còn đầu C bị mất bớt electron và tích điện dương (Cần lưu ý rằng các ion dương trong vật dẫn cũng chịu tác dụng lực điện nhưng chỉ dao động quanh vị trí cân bằng, xem chương III).

§3. ĐIỆN TRƯỜNG

1. Khái niệm điện trường

Theo định luật Coulomb, điện tích điểm q_1 đặt tại một điểm cách điện tích Q một khoảng sẽ chịu tác dụng một lực điện F_1 do Q tác dụng. Có thể đặt ra câu hỏi: "Bằng cách nào điện tích Q có thể tác dụng lên điện tích q_1 lực F_1 mặc dù điện tích Q ở cách xa điện tích q_1 ?"

Trong quá trình phát triển của vật lý học đã xuất hiện hai cách giải thích khác nhau.

Cách giải thích thứ nhất (*thuyết tác dụng xa*) cho rằng điện

tiếp Q sẵn có khả năng tác dụng lên điện tích q_1 ở xa nó không cần truyền tương tác. Theo cách nghĩ này, vận tốc truyền tương tác mặc nhiên là vô hạn, không gian xung quanh điện tích Q không hề chịu bất kì sự biến đổi nào và không hề tham gia quá trình tương tác. Vào đúng lúc điện tích q_1 xuất hiện, dù ở xa, trong không gian quanh Q thì điện tích Q tác dụng ngay lập tức lực F_1 lên điện tích q_1 . Như vậy cách giải thích thứ nhất thừa nhận tác dụng từ xa, tức là thừa nhận khả năng vận động phi vật chất, hoàn toàn trái với quan điểm duy vật biện chứng, không phù hợp với kết quả thực nghiệm.

Cách giải thích thứ hai (*thuyết tác dụng gần*) do Faraday nêu lên đầu tiên, sau đó được Maxwell hoàn thiện. Thuyết tác dụng gần cho rằng lực tương tác tĩnh điện cũng như bất kì lực tương tác nào khác chỉ tác dụng trực tiếp. Sở dĩ điện tích Q có thể tác dụng được lên điện tích q_1 một lực F_1 là nhờ có một trường nào đó bao quanh điện tích Q , trường này là một dạng vật chất đặc biệt (không phải là các chất thường gặp), gọi là *điện trường*. Mọi biến đổi của điện trường được truyền với vận tốc hữu hạn từ điện tích Q đến điện tích q_1 . Chính điện trường tồn tại quanh điện tích có khả năng thực hiện tương tác điện.

Vật lí học hiện đại đã xác nhận sự đúng đắn của cách giải thích thứ hai và thừa nhận một dạng tồn tại của vật chất bao quanh các hạt tích điện là *điện trường*. Thuộc tính cơ bản của điện trường là tác dụng một lực điện lên bất kì hạt tích điện nào đặt trong điện trường.

Như vậy, ta cần phải hiểu là điện tích q_1 được đặt trong điện trường của điện tích Q (và, tương tự, điện tích Q được đặt trong điện trường của q_1), và lực Coulomb tác dụng lên q_1 chính là lực do điện trường của Q tại điểm đặt q_1 tác dụng lên q_1 . Bởi vì lực tác dụng lên q_1 là do những đặc tính địa phương (tại chỗ) của điện trường của Q quyết định, cho nên người ta gọi đó là *tương tác gần*. Điện trường lan truyền trong không gian với vận tốc hữu hạn, nhưng rất lớn, trong chân không vận tốc đó bằng $c = 300\,000$ km/s (bằng vận tốc ánh sáng).

Trong khuôn khổ tĩnh điện học chúng ta không phát hiện

được sự tồn tại của điện trường truyền tương tác, tách rời khỏi hai tích điện. Song trong khuôn khổ điện từ học, thực nghiệm và lý thuyết đã chứng tỏ rõ ràng rằng, điện trường và cả từ trường chỉ là những trường hợp riêng của trường điện từ, thực sự tồn tại độc lập, mang năng lượng và có xung lượng (xem chương VIII).

Như vậy, trường điện từ nói chung và điện trường nói riêng không đơn giản chỉ là một khái niệm trừu tượng dùng để mô tả tương tác điện, mà nó thực sự là một thực thể vật lý có những thuộc tính vật lý xác định.

Dưới đây ta xét điện trường của các điện tích đứng yên, gọi là *điện trường tĩnh* thay trường tĩnh điện.

2) Vectơ cường độ điện trường

a) Định nghĩa

Để đặc trưng cho điện trường về mặt định lượng, người ta dùng khái niệm *cường độ điện trường*. Muốn xác định cường độ điện trường, ta dựa vào tính chất cơ bản của điện trường là tác dụng lực lên các điện tích đặt trong nó. Giả sử tại một điểm M nào đó trong điện trường ta đặt một điện tích thử dương q_0 , đó là một điện tích có giá trị đủ nhỏ để nó không làm thay đổi điện trường mà ta đang xét và có kích thước đủ nhỏ để điện trường được xem là như nhau trong thể tích. Điện tích q_0 sẽ bị điện trường tác dụng một lực $\vec{F}$. Thực nghiệm chứng tỏ thương số $\frac{\vec{F}}{q_0}$ không phụ thuộc vào điện tích thử q_0

nhưng chỉ phụ thuộc vào vị trí của điểm M trong điện trường. Như vậy có nghĩa là tại mỗi điểm nhất định trong điện trường, vectơ $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$

có một giá trị xác định. Do đó, ta có thể dùng vectơ đó để đặc trưng cho điện trường về mặt tác dụng lực, tại điểm đang xét. Người ta gọi vectơ $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}$ (1.13) là *vectơ cường độ điện trường* và độ lớn E của nó

được gọi là *cường độ điện trường*.

Trong biểu thức (1.13) nếu đặt $q_0 = +1$ thì $\vec{E} = \vec{F}$ nghĩa là *Vectơ cường độ điện trường tại một điểm là một đại lượng vectơ có trị*

số bằng lực tác dụng của điện trường lên một đơn vị điện tích dương đặt tại một điểm đó

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của cường độ điện trường là von trên met, kí hiệu bằng $\frac{V}{m}$ (còn có thể dùng đơn vị newton trên culông ($\frac{N}{C}$))

b) Lực tác dụng lên điện tích điểm đặt trong điện trường

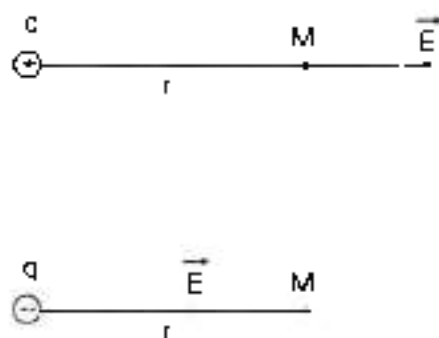
Theo định nghĩa (1.13), nếu biết cường độ điện trường $\vec{E}$ ta có thể xác định lực điện $\vec{F}$ tác dụng lên một điện tích q đặt tại một điểm trong điện trường $\vec{E}$ đó. Ta có

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (1.14)$$

Nếu $q > 0$ thì $\vec{F}$ cùng chiều với $\vec{E}$, còn nếu $q < 0$ thì $\vec{F}$ ngược chiều với $\vec{E}$.

c) Vectơ cường độ điện trường của một điện tích điểm

Ta xét điện tích điểm q đặt trong môi trường có hằng số điện môi ϵ . Trong không gian bao quanh điện tích q có xuất hiện một điện trường. Ta hãy xác định vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tại một điểm M cách điện tích q một khoảng r . Muốn vậy ta tưởng tượng đặt tại M một điện tích thử q_0 . Theo định luật Coulomb (1.9) lực điện tác dụng lên q_0 bằng



Hình 1.6

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

trong đó $\vec{r}$ là bán kính vectơ hướng từ điện tích q tới điểm M . Dựa vào định nghĩa (1.13) ta có

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.15)$$

Như vậy vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ do một điện tích điểm q tạo ra tại một điểm cách nó một khoảng r là một vectơ có gốc tại điểm đó; có độ lớn

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q|}{r^2}; \quad (1.16)$$

có phương là đường thẳng nối điện tích và điểm đó; có chiều hướng ra xa điện tích nếu $q > 0$, hướng về phía điện tích nếu $q < 0$ (xem hình 1.6). Kết quả trên đây cũng đúng cho cả trường hợp vật mang điện đều hình cầu, khi đó r là khoảng cách từ tâm của vật đến điểm ta xét ở ngoài vật.

3) Vectơ cường độ điện trường do hệ điện tích điểm tạo ra

a) Nguyên lý chồng chất điện trường.

Đối với hệ có nhiều điện tích điểm $q_1, q_2, \dots, q_n$ tạo ra điện trường thì lực điện tổng hợp do hệ điện tích đó tác dụng lên điện tích thử q_0 đặt trong điện trường của hệ bằng $\vec{F} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i$, trong đó $\vec{F}_i$ là lực tác dụng của điện tích q_i của hệ trên q_0 . Áp dụng định nghĩa (1.13) ta tìm được vectơ cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$ do hệ điện tích điểm gây ra:

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

Nhưng theo (1.13), $\frac{\vec{F}_i}{q_0} = \vec{E}_i$, chính là vectơ cường độ điện trường do điện tích q_i của hệ tạo ra tại M . Do đó ta có

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i \quad (1.17)$$

Công thức (1.17) biểu thị nguyên lý chồng chất điện trường.

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

b) Điện trường tạo ra bởi vật mang điện

Để xác định vectơ cường độ điện trường do vật mang điện có kích thước bất kì tạo ra tại một điểm M, ta có thể áp dụng nguyên lý chồng chất điện trường. Muốn vậy ta tưởng tượng chia vật mang điện thành nhiều phần rất nhỏ sao cho điện tích dq của mỗi phần đó có thể coi là điện tích điểm và, do đó, một vật mang điện bất kì có thể coi như một hệ điện tích điểm. Gọi $\vec{r}$ là bán kính vectơ hướng từ dq tới điểm M cách dq một khoảng r và $d\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường tạo ra bởi dq tại M. Theo (1.17) và (1.15) vectơ cường độ điện trường do vật mang điện tạo ra tại M là

$$\vec{E} = \int_{\text{toàn bộ vật}} d\vec{E} = \int_{\text{toàn bộ vật}} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.18)$$

Ở đây ta đã thay dấu tổng Σ trong (1.17) bằng dấu tích phân $\int$ (vì là tổng các lượng vô cùng bé), thay E_i bằng dE_i và phép lấy tích phân được thực hiện cho toàn bộ vật mang điện.

+ Trong trường hợp vật mang điện là một dây tích điện đều l, (có tiết diện ngang rất nhỏ so với chiều dài) thì điện tích của một phần tử chiều dài dl của dây bằng: $dq = \lambda dl$, với λ là mật độ điện dài của dây (lượng điện tích trên một đơn vị dài của dây), và vectơ cường độ điện trường do dây tạo ra tại M là

$$\vec{E} = \int_{(l)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{dq}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = \int_{(l)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\lambda dl}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.19)$$

+ Nếu vật mang điện là một mặt S tích điện thì điện tích của một phần tử diện tích dS của mặt đó bằng: $dq = \sigma dS$, trong đó σ là mật độ điện mặt của S (lượng điện tích trên một đơn vị diện tích của mặt) và ta có

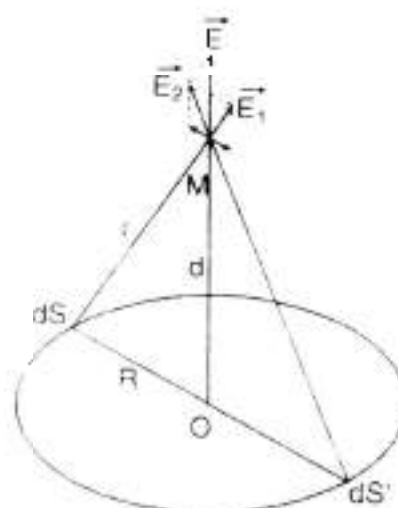
$$\vec{E} = \int_{(S)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma dS}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.20)$$

+ Nếu vật mang điện là một khối tích điện V thì điện tích của một phần tử thể tích dV của vật bằng: $dq = \rho dV$, trong đó ρ là mật độ điện khối của vật (lượng điện tích chứa trong một đơn vị thể tích của vật), và ta có

$$\vec{E} = \int_{(V)} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho dV}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.21)$$

c) Một số thí dụ xác định cường độ điện trường

Thí dụ 1. Xác định vectơ cường độ điện trường tạo ra bởi vòng mảnh bán kính R tích điện đều với điện tích q ($q > 0$) tại điểm M nằm trên trục của đường tròn, cách tâm một khoảng d .



Hình 1.7

Xét một đoạn cung ds rất nhỏ của vòng, đoạn cung này mang điện tích $dq = \lambda ds$, với λ là mật độ điện đại của vòng tròn $\lambda = \frac{q}{2\pi R}$. Đoạn cung này được xem như một điện tích điểm, tạo ra vectơ cường độ điện trường $d\vec{E}_1$ tại M (H. 1.7). Điện tích điểm λds của đoạn ds đối xứng với ds tạo ra tại M vectơ cường độ điện trường $d\vec{E}_2$ mà $d\vec{E}_1 = d\vec{E}_2$. Từ hình 1.7 ta thấy các thành phần vuông góc với trục OM của các vectơ $d\vec{E}_1$ và $d\vec{E}_2$ khử lẫn nhau, còn các thành phần song song thì được cộng vào nhau. Thành tựu vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ gây ra bởi toàn bộ vòng tròn có phương là trục OM , có chiều hướng ra xa tâm O và có độ lớn bằng

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_C \frac{\lambda ds}{r^2} \cos\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_C \frac{\lambda ds}{r^2} \cdot \frac{d}{r} \\ &= \frac{d}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \int_C \lambda ds = \frac{d}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \frac{q}{2\pi R} \cdot 2\pi R = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \end{aligned}$$

Vì $r^2 = R^2 + d^2$ nên cuối cùng ta được

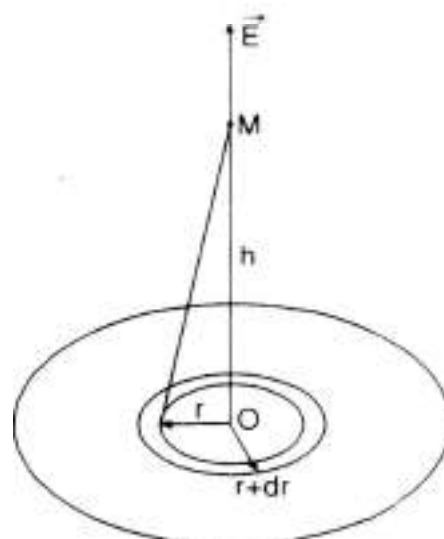
$$E = \frac{dq}{4\pi\epsilon_0\epsilon(R^2 + d^2)^{3/2}} \quad (1.22)$$

Với một điểm M ở rất xa vòng tròn, $d \gg R$ thì

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon d^2};$$

vòng tròn được xem như một điện tích điểm

Thí dụ 2. Xác định vectơ cường độ điện trường tạo ra bởi một đĩa tròn bán kính R , tích điện đều với mật độ điện mặt σ ($\sigma > 0$), tại điểm M nằm trên trục của đĩa và cách tâm đĩa một khoảng h (H.1.8).



Hình 1.8

Trước hết ta xét một hình vành khăn trên đĩa giới hạn bởi các đường tròn bán kính r và $r + dr$, với dr rất nhỏ để có thể coi hình vành khăn đó như một vòng tròn tích điện. Vì diện tích hình vành khăn là $2\pi r dr$ nên điện tích của vòng tròn là $dq = 2\pi r dr \cdot \sigma$. Áp dụng kết quả của thí dụ 1 ta tìm được vectơ cường độ điện trường $d\vec{E}$ do hình vành khăn đó tạo ra tại điểm M . Cụ thể là, $d\vec{E}$ có phương là trục đĩa, có chiều hướng ra xa đĩa, và có độ lớn (theo (1.22))

$$dE = \frac{dq \cdot h}{4\pi\epsilon_0(r^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{2\pi\sigma h r \cdot dr}{4\pi\epsilon_0(r^2 + h^2)^{3/2}}$$

Xem đĩa như một tập hợp vô số các hình vành khăn như trên, ta tìm được vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tạo ra bởi toàn bộ đĩa: $\vec{E} = \sum d\vec{E}$. Như vậy vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tạo ra bởi đĩa tại điểm M có phương là trục OM của đĩa, có chiều hướng ra xa đĩa và có độ lớn

$$\begin{aligned} E &= \int_{(C)} dE = \int_0^R \frac{2\pi\sigma h r \cdot dr}{4\pi\epsilon_0(r^2 + h^2)^{3/2}}, \\ E &= \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{h^2}}} \right]. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Trong trường hợp điểm M ở rất gần mặt đĩa $h \ll R$, thì

$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{h^2}}} = 0$ và $E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$. Trong trường hợp này có thể xem đĩa như

một mặt phẳng vô hạn tích điện đều. Còn trong trường hợp điểm M ở xa đĩa $h \gg R$, thì

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{h^2}}} \approx 1 + \frac{R^2}{2h^2}$$

và có do

$$1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{h^2}}} \approx \frac{R^2}{2h^2}$$

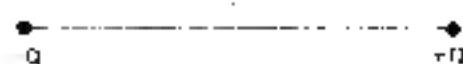
và

$$E = \frac{\sigma k R^2}{4\pi\epsilon_0 h^2} = \frac{\sigma k \pi}{4\pi\epsilon_0 h^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 h^2}$$

(q là diện tích của đĩa), nghĩa là đĩa được xem như một điện tích điểm.

Thí dụ 3: Xác định vectơ cường độ điện trường tạo ra bởi một lưỡng cực điện (H.1.9).

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 rất nhỏ so với khoảng cách từ lưỡng cực điện tới



Hình 1.9

những điểm đang xét của điện trường. Để đặc trưng cho tính chất của lưỡng cực người ta dùng đại lượng *vector moment lưỡng cực điện* hay *moment điện của lưỡng cực*, kí hiệu là $\vec{p}$. Theo định nghĩa:

$$\vec{p} = ql,$$

trong đó $\vec{l}$ là một vectơ hướng từ $-q$ đến $+q$, có độ dài bằng khoảng cách l giữa $-q$ và $+q$ (Hình 1.9). Đường thẳng nối hai điện tích được gọi là *trục của lưỡng cực điện*.

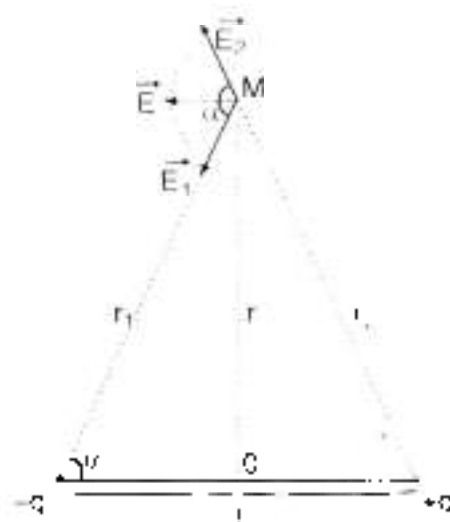
* Bây giờ ta hãy xác định vectơ cường độ điện trường tạo ra bởi lưỡng cực điện tại một điểm M nằm trên mặt phẳng trung trực của lưỡng cực (Hình 1.10a).

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

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Theo (1.15), $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ có hướng như hình vẽ (1.10a) và có độ lớn bằng nhau (vì $r_1 = r_2$):

$$E_1 = E_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$



Hình 1.10a

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 $\vec{l}$ và có độ lớn

$$E = 2E_1 \cos \alpha$$

trong đó: $\cos \alpha = \frac{l}{2r_1}$.

Từ đó
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{ql}{r_1^3}$$

Vì $r \gg l$ nên $r_1 = \sqrt{r^2 + \frac{l^2}{4}} \approx r$

Mặt khác $ql = p_e$, do đó ta được:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{p_e}{r^3}$$

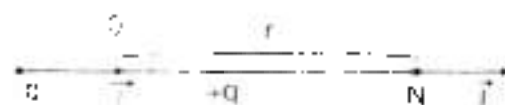
Chú ý rằng vectơ $\vec{E}$ song song và ngược chiều với $\vec{l}$, do đó ngược chiều với $\vec{p}_e$, nên ta có thể viết:

$$\vec{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{p}_e}{r^3} \quad (1.24)$$

+ Bằng phương pháp tương tự như trên, ta xác định được vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tạo ra bởi lưỡng cực điện tại một điểm N nằm trên trục của lưỡng cực và cách tâm O của lưỡng cực một khoảng r (H 1.10b).

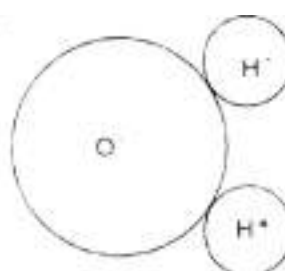
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3} \quad (1.25)$$

Các biểu thức (1.24) và (1.25) chứng tỏ cường độ điện trường tạo ra bởi một lưỡng cực điện tại những vùng xa lưỡng cực ($r \gg l$) 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.



Hình 1.10b

Cần chú ý lưỡng cực điện là một hệ điện tích thường gặp trong các vật thể. Thật vậy, các phân tử thay nguyên tử của nhiều vật thể khi đặt trong điện trường ngoài, thì dưới tác dụng của điện trường ngoài, chúng bị biến dạng, khiến cho bề mặt phân bố điện tích có thể xem chúng là những lưỡng cực điện. Một số phân tử khác, như phân tử nước chẳng hạn, gồm một nguyên tử ôxi và hai nguyên tử hiđrô, dưới dạng ion âm ôxi và ion dương hiđrô phân bố không đối xứng thành 1.10c; mặc dù toàn bộ phân tử nước là trung hòa điện, song điện tích âm phân bố lệch sang một phía, còn điện tích dương phân bố lệch sang phía sau. Sự phân bố này không đơn giản như hai điện tích điểm trong lưỡng cực, nhưng từ xa có thể xem chúng như một lưỡng cực (xem §5 và chương III).



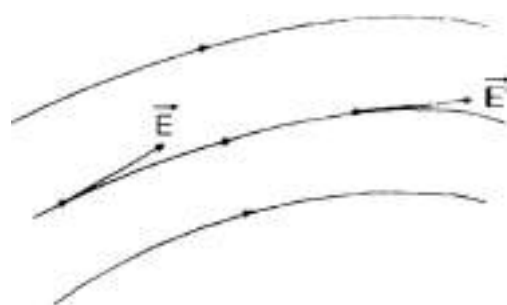
Hình 1.10c

4) Đường sức. Điện thông

a) Đường sức

Có nhiều phương pháp để mô tả điện trường. Trong đoạn trên ta đã dùng phương pháp giải tích để biểu thị sự phụ thuộc của cường độ điện trường vào tọa độ bằng các công thức toán học. Nhưng ta cũng có thể dùng phương pháp hình học để biểu diễn điện trường bằng cách sử dụng khái niệm về đường sức.

+ Định nghĩa: Đường sức điện trường là đường vẽ trong điện trường, mà tiếp tuyến với nó ở một điểm trùng với phương của vectơ cường độ điện trường tại điểm đó. Trên đường sức có ghi chiều dương trùng với chiều của vectơ cường độ điện trường tại mỗi điểm. (Hình 1.11).

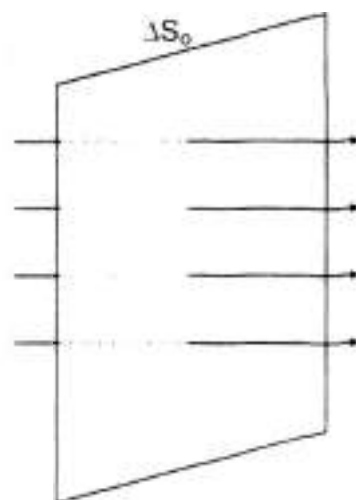


Hình 1.11

Như thế mỗi đường sức xác định hướng của vectơ cường độ điện trường E tại mỗi điểm mà nó đi qua, và do đó, xác định cả hướng của lực tác dụng lên một điện tích đặt tại đó.

Vì cường độ điện trường E ở mỗi điểm chỉ có một giá trị xác định độ lớn và hướng, nên những đường sức không cắt nhau. Chúng chỉ xuất phát và kết thúc ở các điện tích hay ở vô cực. Như vậy đường sức của trường tĩnh điện không khép kín.

+ Đường sức được định nghĩa như trên chỉ mới xác định được điện trường về phương và chiều, mà chưa xác định về độ lớn. Qua bất kì điểm nào (có $E \neq 0$) cũng vẽ được một đường sức, vì thế, số đường sức vẽ trong điện trường là tùy ý. Để khi nhìn vào hình vẽ các đường sức có thể dễ dàng hình dung được độ lớn của cường độ điện trường E trong không gian, người ta đã đưa vào điều kiện liên hệ giữa độ lớn của cường độ điện trường với độ mau thưa của đường sức. Ta xét một diện tích ΔS_0 vuông góc với đường sức của điện trường (Hình 1.12) và đủ nhỏ để cho trong khoảng ΔS_0 điện trường có thể coi như là đều, và quy ước vẽ trên diện tích đó một số đường sức là γN , sao cho số đường sức đi qua mỗi đơn vị diện tích của ΔS_0 bằng giá trị của cường độ điện trường trong phạm vi ΔS_0 :



Hình 1.12

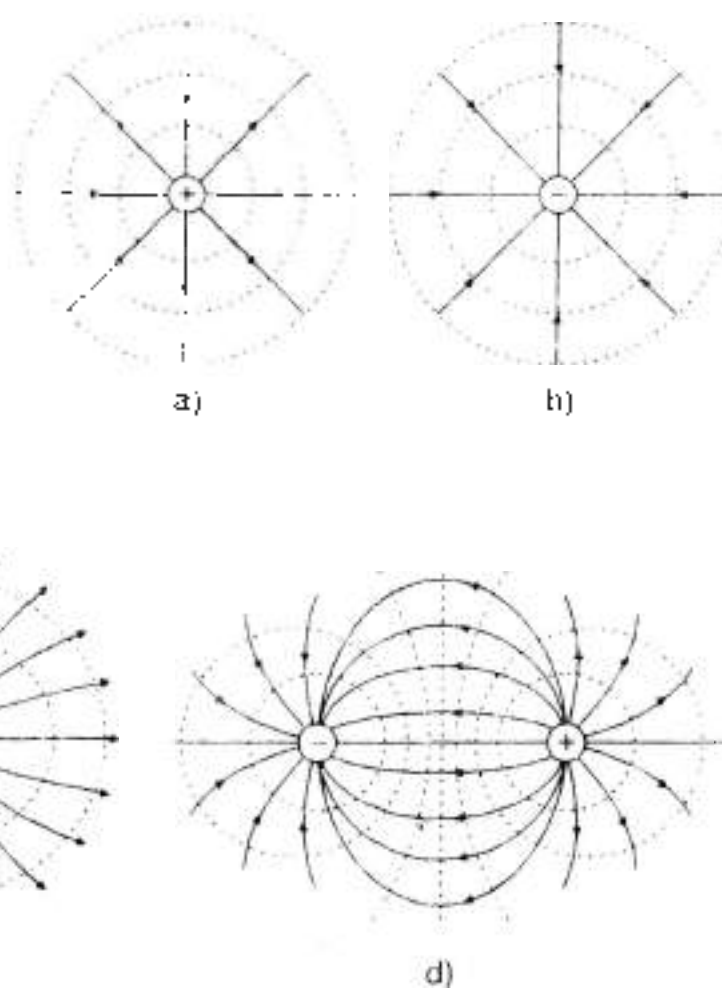
$$\frac{qN}{S_{\perp}} = E$$

(1.26)

Với điều kiện như vậy, nơi nào cường độ điện trường lớn thì đường sức mau tủa (mật độ lớn), còn nơi nào cường độ điện trường nhỏ thì đường sức thưa. Điện trường có vectơ cường độ $\vec{E}$ hằng nhau về độ lớn và có cùng phương chiều ở mọi điểm là *điện trường đều*. Đường sức của điện trường đều (như điện trường tạo ra bởi một mặt phẳng rộng vô hạn tích điện đều, chẳng hạn là những đường thẳng song song và cách đều nhau).

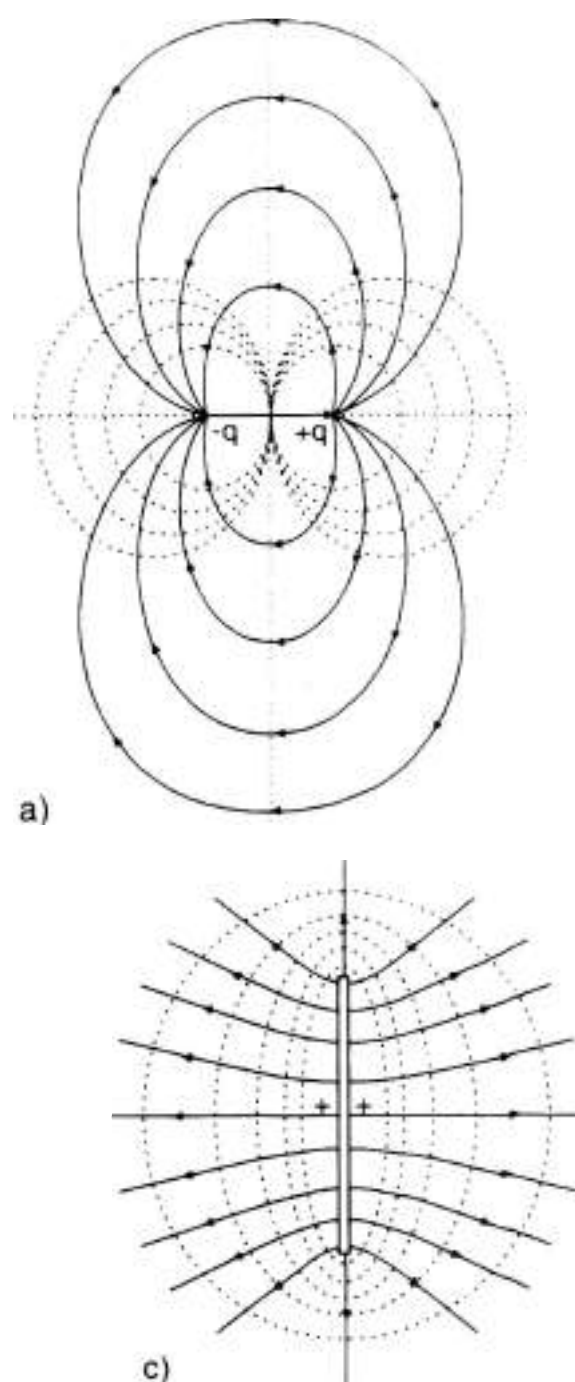
• *Ta vẽ đường sức của một số hệ điện tích*

Đường sức của điện tích điểm đặt cô lập là những đường thẳng hướng theo bán kính (H.1.13a, b) đi ra xa điện tích nếu nó là dương và đi về phía điện tích nếu nó là âm. Do đó có thể coi điện tích dương là chỗ bắt đầu, còn điện tích âm là chỗ kết thúc của các đường sức.



Hình 1.13

Đối với hai điện tích điểm bằng nhau về độ lớn, cùng dấu hoặc trái dấu, đường sức có dạng như trên hình 1.13c, d. Đối với lưỡng cực điện, đĩa tròn tích điện đều (xét trong mặt phẳng chứa trục đĩa) và đoạn dây tích điện đều, đường sức có dạng như trên hình 1.14a, b, c. Tập hợp các đường sức của một điện trường thường được gọi là *phổ đường sức điện trường*, hay gọi tắt là *điện phổ*.



Hình 1.14

b) Điện thông.

+ Trong điện trường E ta xét một diện tích ΔS đủ nhỏ để có thể coi nó là phẳng và trong phạm vi đó, điện trường E coi như đều. Vẽ vectơ pháp tuyến đơn vị $\vec{n}$ cho ΔS và có thể đặc trưng cho ΔS bằng vectơ $\vec{AS}$ mà $\vec{AS} = \vec{n} \Delta S$ (Hình 1.15)

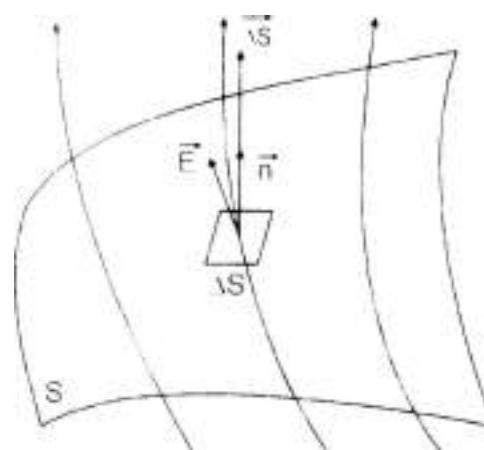
Người ta định nghĩa:

Điện thông $\Delta\Phi_E$ (hay thông lượng điện trường) qua diện tích ΔS là đại lượng vô hướng có giá trị bằng

$$\Delta\Phi_E = \vec{E} \cdot \Delta\vec{S} = E_n \Delta S = E \Delta S \cos\alpha, \quad (1.27)$$

trong đó α là góc giữa $\vec{E}$ và $\vec{n}$, E_n là hình chiếu của $\vec{E}$ lên phương của pháp tuyến $\vec{n}$ của ΔS , và $\Delta S \cos\alpha = \Delta S_\perp$ là hình chiếu của ΔS trên mặt phẳng vuông góc với $\vec{E}$.

Điện thông $\Delta\Phi_E$ có thể nhận giá trị âm hay dương tùy theo chiều của pháp tuyến $\vec{n}$ của ΔS mà ta chọn. Trong hệ SI đơn vị điện thông là vôn.mét (V.m).



Hình 1.15

+ Ý nghĩa hình học của điện thông: Nếu quy ước vẽ các đường sức sao cho mật độ của chúng liên hệ với giá trị của cường độ điện trường như ở (1.26), thì số đường sức vẽ qua diện tích $\Delta S_\perp$ vuông góc với vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ bằng tích $E \cdot \Delta S_\perp$. Nhưng rõ ràng là số đường sức điện trường qua diện tích $\Delta S_\perp$ cũng bằng số đường sức qua diện tích ΔS . Vì vậy *điện thông $\Delta\Phi_E$ qua diện tích ΔS về trị số tuyệt đối, cũng bằng số đường sức điện trường qua diện tích đó*. Tuy nhiên, ta cần chú ý rằng số đường sức là một số luôn luôn dương, nhưng $\Delta\Phi_E$ có thể nhận giá trị dương hoặc âm.

+ Muốn xác định điện thông Φ_E qua một mặt S hữu hạn ta chia mặt đó ra thành những nguyên tố diện tích dS (H.1.14). Điện thông qua dS là $d\Phi_E = \vec{E} d\vec{S} = E_n dS$ và điện thông qua mặt S là

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} d\vec{S} = \int_S E_n dS \quad (1.28)$$

Đối với mặt kín, ta luôn luôn chọn chiều của $\vec{n}$ là chiều hướng phía ra ngoài mặt đó. Vì thế, tại những nơi mà $\vec{E}$ hướng ra mặt ngoài kín thì điện thông tương ứng là dương, còn tại những nơi mà $\vec{E}$ hướng vào trong mặt kín (đường sức xuyên vào thể tích bao bởi mặt kín) thì điện thông tương ứng là âm.

c) *Vecto cảm ứng điện. Thông lượng cảm ứng điện*

+ Trong nhiều trường hợp, đặc biệt là khi khảo sát điện trường trong die môi, người ta thường dùng khái niệm vectơ cảm ứng điện (còn gọi là *vectơ điện dịch*) $\vec{D}$ ngoài khái niệm vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$. Trong trường hợp môi trường đồng nhất người ta định nghĩa

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad (1.29)$$

với ϵ là hằng số điện môi của môi trường.

Theo định nghĩa này và dựa vào biểu thức (1.15), vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ do điện tích điểm q gây ra tại một điểm cách q một khoảng r được xác định bởi

$$\vec{D} = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} \quad (1.30)$$

$$D = \frac{|q|}{4\pi r^2} \quad (1.31)$$

Theo (1.31) trong hệ SI cảm ứng điện được đo bằng đơn vị culông trên mét vuông (C/m²).

Người ta cũng định nghĩa *đường cảm ứng điện* giống như đường sức điện trường: *Đường cảm ứng điện là những đường mà tiếp tuyến ở mỗi điểm trùng với phương của vectơ $\vec{D}$ tại điểm đó và có chiều trùng với vectơ $\vec{D}$.* Số đường cảm ứng điện vẽ qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với đường cảm ứng điện bằng giá trị của vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ (tại nơi đặt diện tích)

Thông lượng cảm ứng điện (còn gọi là *điện dịch thông*) qua diện tích ΔS là đại lượng vô hướng, có giá trị bằng: $\Delta\Phi_D = \vec{D}\Delta\vec{S} = D_n\Delta S = \Delta S \cos\alpha$ (1.32), trong đó α là góc giữa $\vec{D}$ và pháp tuyến $\vec{n}$ của mặt ΔS . *Thông lượng cảm ứng điện Φ_D qua một mặt S hữu hạn là:*

$$\Phi_D = \int_S \vec{D} d\vec{S} = \int_S D_n dS \quad (1.33)$$

nó có trị số bằng số đường cảm ứng qua mặt đó

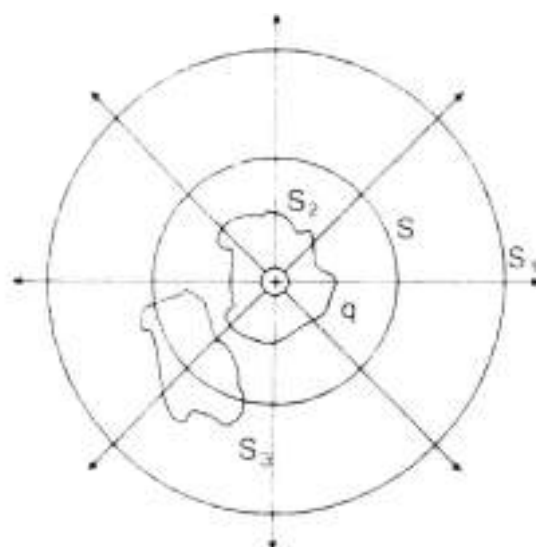
Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của thông lượng cảm ứng điện Φ_D là culông (C).

4. Định lý Gauss

Định lý Gauss, còn được gọi là *định lý Ostrogradski – Gauss* hay *định luật Gauss*, biểu thị mối liên hệ giữa điện thông và điện tích

a) Định lý Gauss cho chân không

– Để tìm biểu thức tổng quát của định lý Gauss, ta xét trường hợp một điện tích điểm dương q đặt trong chân không. Bao quanh điện tích bằng một mặt cầu S có bán kính r và có tâm là điểm đặt điện tích q (H.1.16). Ta quy ước chiều dương của pháp tuyến với S là chiều hướng từ tâm ra ngoài. Trên mặt cầu S cường độ điện trường E có độ lớn như nhau ở mọi điểm, và góc α giữa đường sức với pháp tuyến dương của S luôn bằng 0 và $\cos\alpha = 1$. Điện thông Φ_E qua mặt cầu S ta



Hình 1.16

$$\Phi_E = \int_S \mathbf{E}_r dS = E \int_S dS$$

Theo (1.16)

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}$$

và biết

$$\int_S dS = S = \text{diện tích mặt cầu} = 4\pi r^2,$$

ta được

$$\Phi_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.34)$$

Ta nhận xét thấy rằng điện thông Φ_E không phụ thuộc vào bán kính mặt cầu và có giá trị như nhau đối với các mặt cầu đồng tâm S (hàng bán S_1). Điều đó cho thấy là ở khoảng không gian giữa hai mặt cầu S và S_1 , nơi không có điện tích, các đường sức là liên tục không mất đi hoặc thêm ra. Cũng chính vì thế, nên ta có thể suy ra rằng điện thông qua mặt kín S_2 bất kì bao quanh điện tích q cũng

hàng điện thông qua S và S_1 , và điện thông không phụ thuộc vào hình dạng của mặt S_2 cũng như vị trí của q bên trong nó.

Nếu có mặt kín S_3 không bao quanh q thì, do tính chất liên tục của các đường sức, có bao nhiêu đường sức đi vào mặt S_3 thì có bấy nhiêu đường sức đi ra khỏi mặt S_3 . Điện thông do các đường sức đi vào S_3 gây ra, mang giá trị âm (vì góc giữa $\vec{E}$ và $\vec{n}$ là góc tù), còn điện thông do các đường sức đi ra khỏi S_3 gây ra mang giá trị dương (góc giữa $\vec{E}$ và $\vec{n}$ là góc nhọn), chúng có giá trị tuyệt đối bằng nhau, do đó điện thông toàn phần qua mặt kín S_3 , không bao quanh điện tích q , có giá trị bằng 0.

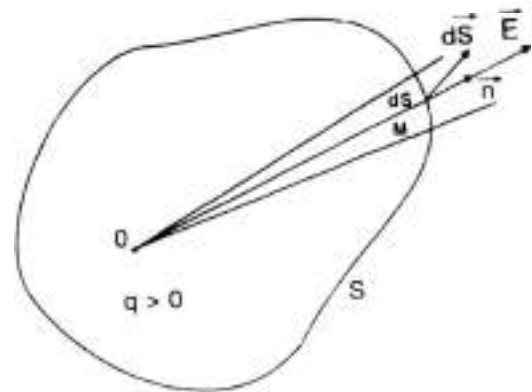
- Từ các kết quả nêu trên, ta thấy điện thông qua mặt kín không phụ thuộc vào vị trí của điện tích ở bên trong nó. Áp dụng nguyên lý chồng chất điện trường, ta thấy kết quả (1.34) cũng đúng cho cả trường hợp bên trong mặt kín có nhiều điện tích phân bố bất kì, chỉ cần chú ý rằng khi đó q là tổng đại số các điện tích có mặt bên trong mặt kín.

- Các kết quả tìm được trên đây được biểu thị qua định lý Gauss:

Điện thông qua một mặt kín có giá trị bằng tổng đại số các điện tích có mặt bên trong mặt đó chia cho ϵ_0 :

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \quad (1.35)$$

Chú ý: Bằng công cụ toán học (thông lượng trường vectơ) ta có thể chứng minh định lý Gauss cho trường hợp tổng quát. Giả sử mặt kín S có hình dạng bất kì và điện tích q ($q > 0$ chẳng hạn) đặt tại vị trí bất kì O bên trong mặt S (Hình 1.16a). Xét mặt nón nguyên tố đỉnh O , có góc khối $d\Omega$ cắt trên mặt S một diện tích nguyên tố dS (với vectơ $d\vec{S}$ hướng ra ngoài mặt S). Vectơ cường độ điện trường tại điểm M trên dS là:



Hình 1.16a

$$\vec{E}(\vec{M}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{n}$$

với $\vec{n}$ là vectơ đơn vị hướng theo $\overrightarrow{OM}$. Ta có

$$d\Omega = \frac{\vec{n}dS}{r^2},$$

và có do,

$$\vec{E}dS = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{n}dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} d\vec{\Omega}.$$

Điện thông qua mặt kín S bằng:

$$\Phi = \int \vec{E}dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int d\vec{\Omega} = \frac{q}{\epsilon_0} \text{ (vì } \int d\Omega = 4\pi \text{)}$$

Một cách tương tự, nếu điện tích q ở ngoài mặt S , ta sẽ chứng minh được rằng $\Phi = 0$.

b) Định lý Gauss và định luật Coulomb

Ta đã tìm được định lý Gauss xuất phát từ biểu thức của cường độ điện trường của điện tích điểm, biểu thức này được thiết lập nhờ định luật Coulomb. Như vậy có thể nói rằng định lý Gauss là một hệ quả của định luật Coulomb và là cách diễn đạt mới của định luật Coulomb. Do đó các định luật và định lý đó đều áp dụng được cho mọi bài toán tĩnh điện. Thông thường người ta áp dụng định luật Coulomb, được coi là một định luật cơ bản của tĩnh điện học, cho mọi bài toán trong đó không có sự đối xứng. Còn đối với các bài toán trong đó có tính đối xứng như hệ điện tích phân bố đối xứng chẳng hạn) thì dùng định lý Gauss sẽ thuận tiện hơn nhiều (một số thí dụ dưới đây sẽ cho thấy rõ điều đó). Biểu thức của định lý Gauss là một trong các phương trình Maxwell, phương trình cơ bản của điện từ học và quang học cổ điển.

c) Định lý Gauss cho môi trường điện môi

Trong trường hợp môi trường là điện môi có hằng số điện môi ϵ thì điện trường tương đương được đặc trưng bằng vectơ cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}$. Lập luận tương tự như ở đoạn a), ta thấy nếu trong mặt kín S có điện tích q thì thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín S là

$$\Phi_D = \oint \vec{D} d\vec{S} = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = q$$

Nếu trong mặt kín S có nhiều điện tích $q_1, q_2, \dots$ thì

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_i,$$

hay
$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \sum_i q_i. \quad (1.36a)$$

Định lý Gauss cho môi trường điện môi phát biểu như sau

"Thông lượng cảm ứng điện qua một mặt kín có giá trị bằng tổng đại số các điện tích có mặt bên trong mặt đó"

d) Một số thí dụ áp dụng định lý Gauss

Định lý Gauss được áp dụng để tính cường độ điện trường, đặc biệt là trong trường hợp điện tích phân bố đối xứng (đối xứng cầu, trụ, phẳng). Khi áp dụng định lý Gauss, ta lần lượt tiến hành như sau:

+ Xác định yếu tố đối xứng của hệ điện tích, từ đó có thể suy ra được một số đặc điểm của điện trường. Chẳng hạn có thể dự đoán được hướng của vectơ $\vec{E}$ ở mỗi điểm, sự biến thiên của độ lớn của nó theo vị trí trong không gian;

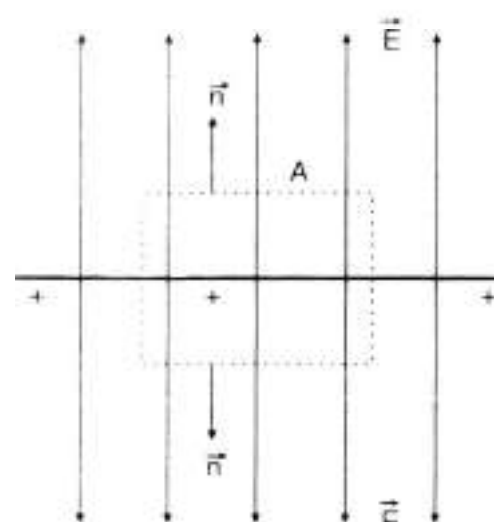
+ Chọn một mặt kín S , thường gọi là *mặt Gauss*, chứa điểm mà tại đó ta cần xác định $\vec{E}$. Người ta thường chọn mặt Gauss sao cho có thể tính toán dễ dàng điện thông qua S . Muốn vậy nó phải chứa yếu tố đối xứng của hệ điện tích;

+ Tính điện thông qua mặt Gauss theo công thức (1.28) hoặc (1.33), sau đó áp dụng công thức của định lý Gauss (1.35) hoặc (1.36). Từ đó suy ra mối liên hệ giữa cường độ điện trường E và điện tích của hệ.

Ta xét một số thí dụ

+ *Mặt phẳng tích điện đều.* Xét một mặt phẳng rộng vô hạn, tích điện đều với mật độ điện mặt $\sigma > 0$. Mặt phẳng này chia không gian có điện trường thành hai nửa đối xứng nhau. Vì mặt phẳng rộng vô hạn nên bất kì đường thẳng nào vuông góc với mặt phẳng có thể coi là trục đối xứng hệ điện tích. Do đó các vectơ cường độ điện trường ở mọi điểm ngoài mặt phẳng đều song song với nhau và vuông

góc với mặt phẳng, có độ lớn bằng nhau, hướng ra xa mặt phẳng nếu tích điện dương (H.1.17) và hướng về phía mặt phẳng nếu nó tích điện âm. Như vậy ở mỗi nửa không gian hai bên mặt phẳng tích điện, điện trường là đều.



Hình 1.17

Để tính cường độ điện trường E tại một điểm A cách mặt phẳng tích điện một khoảng h , ta chọn mặt Gauss là mặt của một hình trụ (thiếu diện bằng đường nét đứt trên hình 1.17) có đường sinh vuông góc với mặt phẳng, hai đáy song song cách mặt phẳng một khoảng h và có diện tích S . Chọn chiều dương của pháp tuyến n hướng ra ngoài mặt Gauss. Vì pháp tuyến của mặt xung quanh vuông góc với đường sức ($\cos\alpha = 0$) nên điện thông qua mặt bên bằng không. Điện thông toàn phần qua mặt Gauss bằng điện thông qua hai đáy và có giá trị: $\Phi_E = 2ES$. Điện tích q có ở bên trong mặt Gauss là điện tích nằm trong phần mặt phẳng có diện tích S giới hạn bởi mặt trụ; nó có giá trị $q = \sigma S$.

Do đó, theo định lý Gauss ta có

$$\Phi_E = 2ES = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon}, \text{ từ đó } E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.37).$$

Kết quả tính được (1.37) cho thấy: điện trường gây ra bởi mặt phẳng vô hạn tích điện đều là một điện trường đều, trùng với kết quả thu được bằng cách áp dụng nguyên lý chồng chất điện trường xét ở mục A.

Lập luận và tính toán tương tự cho trường hợp hai mặt phẳng song song vô hạn mang điện đều, mật độ điện bằng nhau nhưng trái dấu, ta thấy: Trong khoảng giữa hai mặt phẳng, điện trường là đều và có cường độ $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$ (1.38); ở ngoài hai mặt phẳng $E = 0$ (1.39).

• Qua các tích điện đều

Xét một quả cầu tích điện đều với mật độ điện khối $\rho > 0$

Do phân bố điện tích có tính đối xứng cầu nên đường sức điện trường là những đường thẳng hướng theo bán kính hình cầu; tại các điểm cách đều tâm hình cầu nằm trên cùng một mặt cầu tâm O cường độ điện trường có độ lớn như nhau. Ta chọn Gauss là những mặt cầu đồng tâm với quả cầu tích điện (hình 1.17).

Để tính cường độ điện trường tại điểm A bên trong quả cầu, cách tâm O quả cầu một khoảng $r < R$, ta vẽ mặt Gauss S_1 bán kính r . Tại mọi điểm trên S_1 , vectơ $\vec{E}$ vuông góc với mặt cầu, do đó điện thông qua S_1 bằng $\Phi_E = E \cdot 4\pi r^2$. Điện tích bên trong S_1 bằng $q = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$.

Áp dụng định lý Gauss ta được: $E = \frac{\rho r}{3\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.40)$. Ta thấy E có độ lớn tỉ lệ thuận với khoảng cách đến tâm quả cầu.

Để tính cường độ điện trường tại điểm B ở bên ngoài quả cầu chân không, cách tâm O quả cầu một khoảng $r > R$ ta vẽ mặt Gauss S_2 có bán kính $r > R$. Lập luận tương tự như trên, ta được $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.41)$

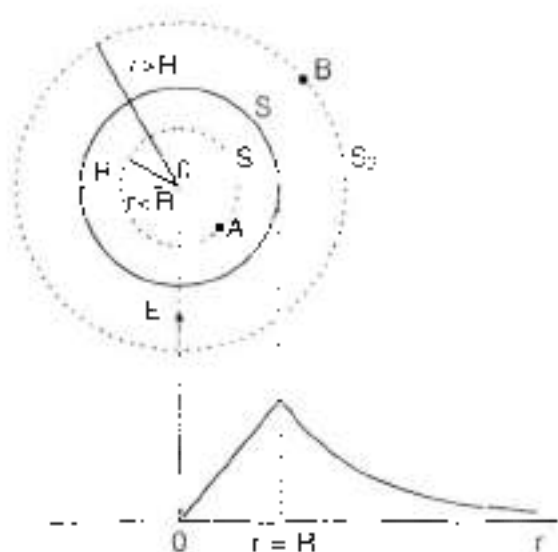
hay dưới dạng vectơ, $\vec{E} = \frac{q\vec{r}}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^3}$

(1.42) với $q = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho$ là điện tích quả

cầu và $\vec{r} = \overrightarrow{OB}$. Như vậy điện trường

ở bên ngoài quả cầu tích điện đều có

tính chất giống như điện trường của một điện tích điểm đặt tại tâm quả cầu. Hình 1.18 biểu diễn sự phụ thuộc của cường độ điện trường vào khoảng cách đến tâm quả cầu.



Hình 1.18

§4. ĐIỆN THẾ, HIỆU ĐIỆN THẾ

1. Công của lực điện trường. Thế năng của điện tích

Ngoài cường độ điện trường, trường tĩnh điện còn được đặc

trung bằng đại lượng gọi là **điện thế**, có liên hệ chặt chẽ với công dịch chuyển điện tích trong điện trường

a) Công của lực điện trường

Xét một hệ điện tích đứng yên gây ra trong không gian một điện trường tĩnh E . Một điện tích q đặt trong điện trường đó chịu tác dụng của lực điện $F = qE$. Nếu điện tích dịch chuyển theo đường cong L từ điểm A đến điểm B, thì lực điện trường thực hiện công

$$\begin{aligned} A_{AB} &= \int_{\vec{AB}} \vec{F} \cdot d\vec{l} \\ &= \int_{\vec{AB}} q\vec{E} \cdot d\vec{l} = A_{AB} = q \int_{\vec{AB}} \vec{E} \cdot d\vec{l} \end{aligned} \quad (1.43)$$

trong đó $d\vec{l}$ là nguyên tố độ dài trên đường đi L , tích phân lấy theo đường đi từ điểm A đến điểm B.

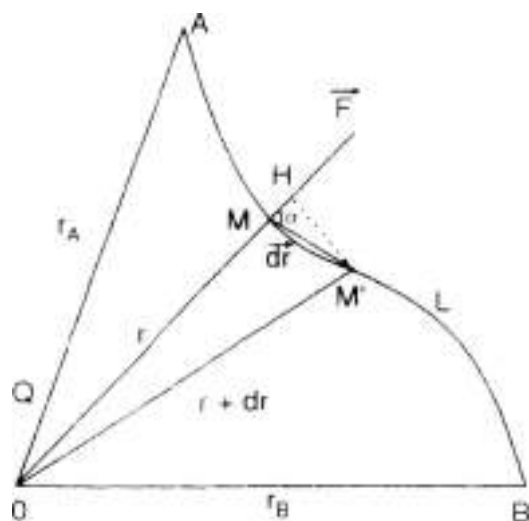
Tích phân $\int_{\vec{AB}} \vec{E} \cdot d\vec{l}$ được gọi là **tọa số của vectơ E dọc theo**

đường cong L từ điểm A đến điểm

B. Nó có trị số bằng thương số $\frac{A_{AB}}{q}$

tức là bằng công của lực điện trường khi một đơn vị điện tích dương dịch chuyển dọc theo L từ điểm A đến điểm B.

— Trước tiên ta xét trường hợp chỉ có một điện tích Q đặt tại điểm O tạo ra điện trường (tĩnh) E (Hình 1.19) và một điện tích q dịch chuyển trong điện trường đó từ A đến B ($OA = r_A$, $OB = r_B$). Công nguyên tố bằng



Hình 1.19

$$\begin{aligned} dA &= \vec{F} \cdot d\vec{l} = q\vec{E} \cdot d\vec{l} = q \cdot \left(\frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{r}{r^3} \right) \cdot dl \\ &= \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cdot dl \cos \alpha = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} \cdot dr = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} d\left(-\frac{1}{r}\right), \end{aligned}$$

trong đó góc α là góc giữa vectơ $\vec{E}$ và $d\vec{l}$ và $dr = dl \cos \alpha$. MH là hình chiếu của vectơ dịch chuyển $d\vec{l}$ lên phương vectơ bán kính r . Công của lực điện trường khi điện tích q dịch chuyển từ A đến B là:

$$A_{AB} = \int_L dA = \int_{r_A}^{r_B} \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} d\left(-\frac{1}{r}\right) = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(-\frac{1}{r_A} + \frac{1}{r_B}\right) \quad (1.44)$$

$$A_{AB} = q \left(\frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_A} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_B} \right). \quad (1.45)$$

- Trong trường hợp điện trường $\vec{E}$ được tạo ra bởi hệ gồm nhiều điện tích điểm $Q_1, Q_2, \dots, Q_n, \dots, Q_n$, thì lực điện trường tổng hợp tác dụng lên điện tích q sẽ là

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = q\vec{E}_1 + q\vec{E}_2 + \dots + q\vec{E}_n \\ &= q \sum_{i=1}^n \vec{E}_i = q\vec{E}, \end{aligned}$$

trong đó $\vec{E}_i$ là vectơ cường độ điện trường do điện tích Q_i gây ra tại điểm đặt điện tích q : $\vec{E}_i = \frac{Q_i \vec{r}_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i^2}$, với $\vec{r}_i$ là bán kính vectơ hướng từ

điểm đặt điện tích Q_i đến điểm đặt điện tích q , và $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường tổng hợp do hệ điện tích đó tạo ra. Lập luận tương tự như trên ta tìm được công của lực điện trường khi dịch chuyển điện tích q , trong điện trường $\vec{E}$ của hệ điện tích đó dọc theo L từ A đến B :

$$A_{AB} = \int_{AB} \vec{F} d\vec{l} = \int_{AB} \vec{F}_1 d\vec{l} + \int_{AB} \vec{F}_2 d\vec{l} + \dots = \int_{AB} q\vec{E} d\vec{l} = \sum_{i=1}^n A_i \quad (1.46)$$

trong đó A_i là công của lực điện trường tạo bởi điện tích Q_i

$$A_i = q \left(\frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{iA}} - \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{iB}} \right), \quad (1.47)$$

với r_{iA}, r_{iB} là khoảng cách từ điểm A và điểm B đến điện tích Q_i của hệ

Các công thức (1.44) – (1.47) cho thấy: công của lực điện trường tĩnh khi dịch chuyển điện tích q theo một đường cong bất kì chỉ phụ thuộc vào vị trí điểm đầu và điểm cuối đường đi mà không phụ thuộc vào hình dạng đường đi

b) Tính chất thế của trường tĩnh điện

Nếu đường dịch chuyển L của điện tích q là đường khép kín, điem đầu, và điem cuối trùng nhau ($r_{A1} = r_{A2}$) thì công của lực điện trường tĩnh sẽ bằng

$$A = \int_L q\vec{E}d\vec{l} = 0,$$

$$\text{hay} \quad \int_L \vec{E}d\vec{l} = 0 \quad (1.48)$$

với $\vec{E}d\vec{l}$ là lực số của vectơ $\vec{E}$ trên đường đi $d\vec{l}$

Vậy Lưu số của vectơ cường độ trường tĩnh điện dọc theo đường cong kín bất kì bằng không

Một trường vectơ thỏa mãn điều kiện (1.48) được gọi là *một trường thế*. Vậy *điện trường tĩnh* của một hệ điện tích điểm đứng yên là *một trường thế*

c) Thế năng của điện tích trong điện trường

Trong cơ học, ta đã biết rằng công của lực tác dụng lên vật trong trường lực thế (như trường hấp dẫn) bằng độ giảm thế năng của vật trong trường lực đó. Vì điện trường tĩnh là trường thế nên công mà lực điện trường thực hiện khi một điện tích q dịch chuyển từ điem A đến điem B chính bằng hiệu các thế năng của điện tích tại vị trí A và B.

$$A_{AB} = W_A - W_B, \quad (1.49)$$

trong đó W_A, W_B là thế năng của điện tích q tại vị trí A và B. Theo (1.45) W_A, W_B có biểu thức:

$$W_A = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_A} + C,$$

$$W_B = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_B} + C,$$

hay trong trường hợp tổng quát, theo (1.46) và (1.47),

$$W_A = \sum_i \frac{qQ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{Ai}} + C,$$

$$W_n = \sum_i \frac{qQ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_{ij}} + C, \quad (1.51)$$

với C là một hằng số tùy ý.

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

$$W = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} + C \quad (1.52)$$

W còn được gọi là *thế năng tương tác của hệ điện tích q và Q* .

Tương tự ta có biểu thức thế năng của điện tích q trong điện trường của hệ điện tích điểm $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$:

$$W = \sum_{i=1}^n W_i = \sum_{i=1}^n \frac{qQ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i} + C, \quad (1.53)$$

trong đó r_i là khoảng cách từ điện tích q đến điện tích Q_i của hệ.

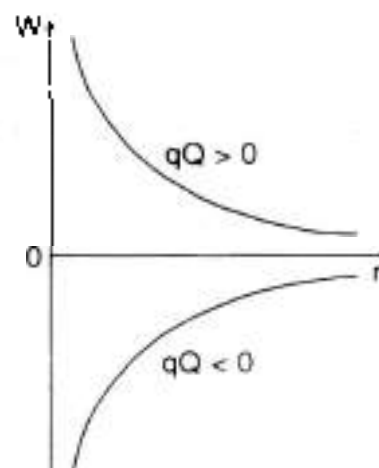
Các biểu thức (1.52) và (1.53) chứng tỏ thế năng của điện tích điểm q trong điện trường được xác định sai khác một hằng số cộng C . Tuy nhiên, giá trị của C không ảnh hưởng gì tới các phép tính trong thực tế, vì khi đó ta chỉ gặp các hiệu thế năng. Vì lẽ đó người ta thường quy ước đặt thế năng của điện tích điểm q khi nó ở cách xa Q (hay Q_i) vô cùng, bằng không; khi đó theo (1.52) và (1.53) thế năng có biểu thức:

$$W = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1.54)$$

và
$$W = \sum_{i=1}^n \frac{qQ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i}, \quad (1.55)$$

ứng với $C = 0$.

Rõ ràng là, nếu q và Q (Q_i) cùng dấu (lực tương tác là lực đẩy), thế năng tương tác của chúng là dương; còn nếu q và Q (Q_i) khác dấu (lực tương tác là lực hút) thì thế năng của chúng là âm. Trên hình 1.20 có vẽ đồ thị biểu diễn sự phụ



Hình 1.20

thuộc của thế năng tương tác của hệ hai điện tích q và Q vào khoảng cách giữa chúng

Với quy ước thế năng của điện tích q ở vô cùng bằng không, dựa vào (1.44) và (1.49) ta cũng suy ra biểu thức thế năng của điện tích điểm q trong một điện trường $\vec{E}$ bất kì tại điểm A

$$W_A = \int_A^{\infty} q\vec{E}d\vec{l} \quad (1.56)$$

Như vậy thế năng của điện tích q tại điểm trong điện trường $\vec{E}$ có độ lớn bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển điện tích q từ điểm đang xét ra xa vô cùng

2) Điện thế. Hiệu điện thế

a) Điện thế

Các công thức (1.52) – (1.56) cho ta thấy thương số $\frac{W}{q}$ không phụ thuộc vào độ lớn của điện tích q mà chỉ phụ thuộc vào hệ điện tích gây ra điện trường và vào vị trí của điện tích q trong điện trường. Vì vậy có thể dùng thương số đó để đặc trưng cho điện trường tại điểm đang xét, và ta gọi *thương số* $V = \frac{W}{q}$ (1.57) là *điện thế* của điện trường tại điểm đang xét.

Từ (1.54) và (1.57), suy ra công thức tính điện thế của điện trường gây ra bởi một điện tích Q tại một điểm cách Q một khoảng r :

$$V = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \quad (1.58)$$

Tương tự, điện thế của điện trường gây ra bởi hệ điện tích điểm $Q_1, Q_2, \dots, Q_n$ tại một điểm nào đó trong điện trường bằng

$$V = \sum_{i=1}^n V_i = \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_i} \quad (1.59)$$

với r_i là khoảng cách từ điểm đang xét tới điện tích Q_i . Điện thế tại một điểm A trong điện trường $\vec{E}$ có biểu thức, theo (1.47),

$$V = \int_A^{\infty} \vec{E}d\vec{l} \quad (1.60)$$

b) Hiệu điện thế

Từ (1.49) và (1.50) ta cũng thấy thương số $\frac{A_{AB}}{q}$ (hay $\frac{W_A - W_B}{q}$) không phụ thuộc vào độ lớn của điện tích q mà chỉ phụ thuộc vào hệ điện tích gây ra điện trường. Thương số $\frac{A_{AB}}{q}$ được gọi là *hiệu điện thế giữa hai điểm A và B trong điện trường*, kí hiệu là U_{AB} :

$$U_{AB} = V_A - V_B = \frac{A_{AB}}{q} \quad (1.61)$$

Từ đó

$$A_{AB} = q(V_A - V_B) = qU_{AB} \quad (1.62)$$

Nếu lấy $q = +1$ đơn vị điện tích, thì

$$U_{AB} = V_A - V_B = A_{AB}.$$

Vậy *hiệu điện thế giữa hai điểm A và B trong điện trường là một đại lượng có trị số bằng công của lực tĩnh điện trong sự dịch chuyển của một đơn vị điện tích dương từ điểm A tới điểm B*. Lưu ý rằng từ (1.46) và (1.61) ta có:

$$V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} d\vec{l} \quad (1.63)$$

Tương tự, *điện thế tại một điểm trong điện trường là một đại lượng có 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* (Xem 1.60).

c) Chú ý:

+ Ta thấy, nếu quy ước $W_\infty = 0$ thì $V_\infty = 0$. 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 (mốc) "điện thế không" mà ta chọn. Tuy nhiên sự chọn mức "điện thế không" không làm ảnh hưởng đến các phép tính trong thực tế, vì trong các phép tính đo 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 (điều này có thể kiểm tra nhờ tính điện kế, xem §14). Do đó, nếu ta nối một vật dẫn nào đó với đất (bằng một dây dẫn) thì điện thế của vật dẫn đó cũng sẽ bằng không. Khi đó điện thế của vật dẫn được coi như không đổi.

+ Nếu điện tích của hệ được phân bố liên tục trong không gian (một vật mang điện) thì ta có thể xem hệ điện tích đó như một hệ vô số điện tích điểm dq , và áp dụng (1.59) ta tính được điện thế tại một điểm trong điện trường:

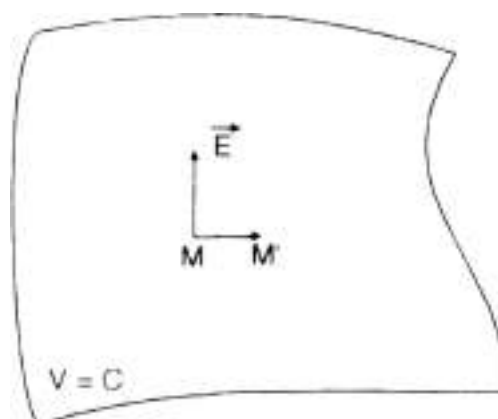
$$V = \int_{\text{trên hệ điện tích}} dV = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \int_{\text{trên hệ}} \frac{dq}{r} \quad (1.64)$$

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

3. Mặt đẳng thế

Trong điện trường, nơi chung điện thế biến đổi từ điểm này đến điểm khác. Để thấy sự phân bố cụ thể của điện thế trong điện trường người ta đưa ra khái niệm mặt đẳng thế.

a) Định nghĩa. Mặt đẳng thế là quỹ tích của những điểm có cùng điện thế. Phương trình của các mặt đẳng thế là $V(x, y, z) = C = \text{const}$ (1.54). Với mỗi giá trị của hằng số C , có một mặt đẳng thế. Trong trường hợp điện trường gây ra bởi một điện tích điểm, theo (1.58) phương trình của mặt đẳng thế là: $r = \text{const}$. Đó là phương trình của những mặt cầu có tâm nằm tại điện tích điểm. Trên các hình (1.13), (1.14) các đường nét đứt biểu diễn tiết diện các mặt đẳng thế cho trường hợp điện trường của điện tích điểm, của hệ hai điện tích điểm, của lưỡng cực điện, của đĩa tròn và sợi dây tích điện đều (các đường nét đứt chính là các đường đẳng thế). Đối với điện trường đều, mặt đẳng thế là các mặt phẳng song song với nhau.



Hình 1.21

b) Tính chất của mặt đẳng thế

+ Công của lực điện khi dịch chuyển một điện tích trên một mặt đẳng thế là bằng không

Thực vậy, nếu điện tích q dịch chuyển từ điểm A đến điểm B nằm trên cùng một mặt đẳng thế, thì công của lực điện, theo (1.61) là $A_{AB} = q(V_A - V_B) = 0$, vì $V_A = V_B$.

+ Tại mỗi điểm, vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ vuông góc với mặt đẳng thế đi qua điểm đó.

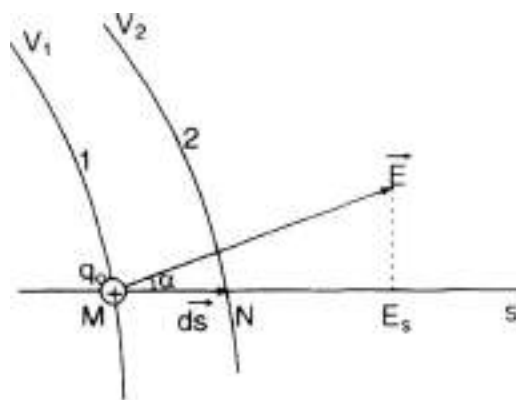
Thực vậy, từ một điểm M nào đó của mặt đẳng thế ta dịch chuyển điện tích q một đoạn nhỏ nằm trên mặt đẳng thế $d\vec{l} = \overrightarrow{MM'}$ thì $dA = q\vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$, suy ra $\vec{E} \cdot d\vec{l} = 0$, nghĩa là $\vec{E}$ vuông góc với $d\vec{l}$ (bất kì) và do đó vuông góc với mặt đẳng thế. Và như vậy thì các đường sức luôn luôn vuông góc với mặt đẳng thế (hình 1.21).

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

a) Ta đã thấy điện trường có thể được diễn tả hoặc bằng vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ (đặc trưng cho điện trường về mặt tác dụng lực), hoặc bằng điện thế V (đặc trưng cho điện trường về mặt công năng lượng). Dĩ nhiên giữa các đại lượng này có một hệ thức xác định. Công thức (1.63) $V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{l}$ là một hệ thức dưới dạng tích

phân giữa vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ và điện thế V .

Để tìm công thức xác định mối liên hệ giữa $\vec{E}$ và V tại từng điểm trong điện trường ta xét hai mặt đẳng thế 1 và 2 rất gần nhau ứng với các điện thế $V_1 = V$, và $V_2 = V + dV$, và một điện tích dương q_0 dịch chuyển dọc theo trục s bất kì một khoảng $d\vec{s} = \overrightarrow{MN}$ từ mặt đẳng thế 1 sang mặt 2. Vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ vuông góc với mặt đẳng thế 1 và có chiều như trên hình 1.22.



Hình 1.22

Công mà lực điện trường thực hiện trên điện tích q , trong quá trình dịch chuyển đó bằng

$$A = \vec{F} \overline{MN} = q \cdot E \cos \alpha \, ds,$$

với α là góc giữa $\vec{E}$ và $\overline{ds}$. Mặt khác, theo (1.61) công đó còn có thể tính theo công thức:

$$A = q(V_1 - V_2) = -q \, dV.$$

Cân bằng hai biểu thức cho công ta được

$$E \cos \alpha = - \frac{dV}{ds}. \quad (1.65)$$

Vì $E \cos \alpha$ là thành phần của $\vec{E}$ dọc theo trục s (nhằm dọc theo $\overline{ds}$), nên công thức trên trở thành

$$E_s = - \frac{\partial V}{\partial s} \quad (1.66)$$

Ta đã thêm một chỉ số cho E và chuyển sang kí hiệu đạo hàm riêng phần để nhấn mạnh rằng, công thức (1.66) chỉ biểu thị cho sự biến thiên của V theo một trục xác định nào đó (ở đây là trục s) và cho thành phần của $\vec{E}$ dọc theo trục đó. Kết quả trên có thể phát biểu như sau: *Thành phần của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ theo một hướng nào đó có độ lớn bằng tốc độ biến thiên của điện thế theo khoảng cách trên hướng đó, nhưng trái dấu*.

Hiệu đó chứng tỏ nếu $dV < 0$, hay $V_2 < V_1$, thì $E_s > 0$, nghĩa là: *vectơ $\vec{E}$ hướng về phía điện thế giảm*.

Nếu hướng s trùng với pháp tuyến $\vec{n}$ của mặt đẳng thế ta có

$$\vec{E} = - \frac{\partial V}{\partial n} \quad (1.67)$$

Nếu ta lấy trục s lần lượt là trục x , y và z , ta sẽ tìm được các thành phần E_x , E_y , E_z của $\vec{E}$ tại một điểm:

$$E_x = - \frac{\partial V}{\partial x}; \quad E_y = - \frac{\partial V}{\partial y}; \quad E_z = - \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.68)$$

Như vậy, nếu ta biết điện thế V tại mọi điểm trong một miền quanh một phân bố điện tích, nghĩa là nếu ta biết hàm điện thế (x , y , z), thì ta có thể tìm được các thành phần của vectơ $\vec{E}$ (và do đó xác định được vectơ $\vec{E}$) tại một điểm bất kì trong miền đó.

Về mặt toán học, các đại lượng $\frac{\partial V}{\partial x}, \frac{\partial V}{\partial y}, \frac{\partial V}{\partial z}$ là thành phần trên các trục tọa độ của một vectơ gọi là *vector gradien điện thế*, kí hiệu là $\overline{\text{grad}V}$. Vì vậy hệ thức (1.68) có thể viết dưới dạng vectơ như sau:

$$\overline{E} = - \overline{\text{grad}V} \quad (1.69)$$

Hệ thức (1.67) và (1.68) hay (1.69) biểu thị mối liên hệ giữa vectơ cường độ điện trường $\overline{E}$ và điện thế V dưới dạng vi phân.

b) Như vậy hai khái niệm cường độ điện trường và điện thế có mối liên quan chặt chẽ với nhau. Khái niệm điện thế thường được sử dụng một cách rộng rãi trong việc nghiên cứu các hiện tượng điện vì hai lí do:

Một là, việc diễn tả điện trường bằng hàm điện thế đơn giản hơn là bằng cường độ điện trường. Cường độ điện trường là một đại lượng vectơ, do đó tại mỗi điểm của điện trường cần biết ba đại lượng vô hướng, là giá trị của ba thành phần của vectơ đó. Còn điện thế là một đại lượng vô hướng và hoàn toàn được xác định tại mỗi điểm bằng một đại lượng.

Hai là, có thể đo hiệu điện thế dễ dàng hơn đo cường độ điện trường nhiều. Không có phương pháp thuận tiện nào để đo cường độ điện trường, nhưng có rất nhiều phương pháp và dụng cụ để đo hiệu điện thế.

Công thức (1.61) được dùng để xác định đơn vị điện thế. Nếu lấy $q_0 = 1$; $A = 1$, ta có $V_A - V_B = 1$. Trong hệ đơn vị SI, đơn vị đo điện thế và hiệu điện thế là vôn, kí hiệu V. Hiệu điện thế giữa 2 điểm bằng 1V khi công dịch chuyển một điện tích 1C giữa hai điểm đó bằng 1J.

Cũng từ đó còn có thể chọn một đơn vị công khác nữa, gọi là electron - vôn (eV), đó là công thực hiện khi dịch chuyển một điện tích bằng điện tích e của electron, trên đoạn đường có hiệu điện thế hai đầu là 1V. Vì $e = 1,6.10^{-19}C$ nên $1\text{ eV} = 1,6.10^{-19}J$.

Người ta quy ước xác định đơn vị cường độ điện trường từ biểu thức (1.65). Trong hệ SI, đơn vị cường độ điện trường là vôn trên mét, kí

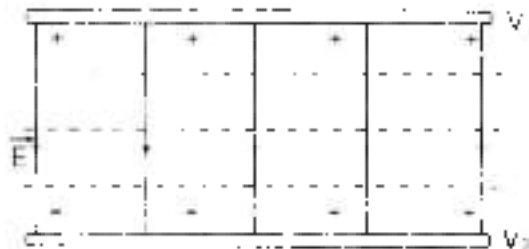
hiệu $\frac{V}{m}$. Đó là cường độ của một điện trường mà hiệu điện thế hai đầu của một mét đường sức là 1 vôn.

c) Ta xét một số *thứ dụ áp dụng* hệ thức (1.67) hoặc (1.69).

Thí dụ 1

Tính cường độ điện trường giữa hai mặt phẳng song song dẫn điện có điện thế xác định (H.1.23).

Xét hai mặt phẳng song song vuông góc, có điện thế V_1 và V_2 , giả sử $V_1 > V_2$. Khoảng cách giữa hai mặt là d . Điện trường giữa hai mặt là điện trường đều. Vectơ cường độ điện trường vuông góc với các mặt đó, hướng từ nơi có điện thế cao về phía điện thế thấp hơn, có giá trị như nhau ở mọi điểm.



Hình 1.23

Các mặt đẳng thế khác là các mặt phẳng song song với các mặt mang điện. Pháp tuyến $\vec{n}$ của các mặt đẳng thế vuông góc với hai mặt mang điện. Do đó cường độ điện trường có độ lớn:

$$E = \frac{dV}{dn} = -\frac{V_1 - V_2}{d} \quad (1.70)$$

$$V_1 - V_2 = Ed = \frac{\sigma d}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.70a)$$

Thí dụ 2

Tìm hiệu điện thế giữa hai điểm trong điện trường của một mặt cầu tích điện đều bán kính R .

Xét hai điểm cách tâm mặt cầu những đoạn R_1, R_2 với $R_2 > R_1 > R$. Kí hiệu q là điện tích của mặt cầu, ta có:

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

Tư đó

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

$$V_1 = V_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{q}{R_0} \quad (1.71a)$$

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

$$V = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R} \quad (1.71b)$$

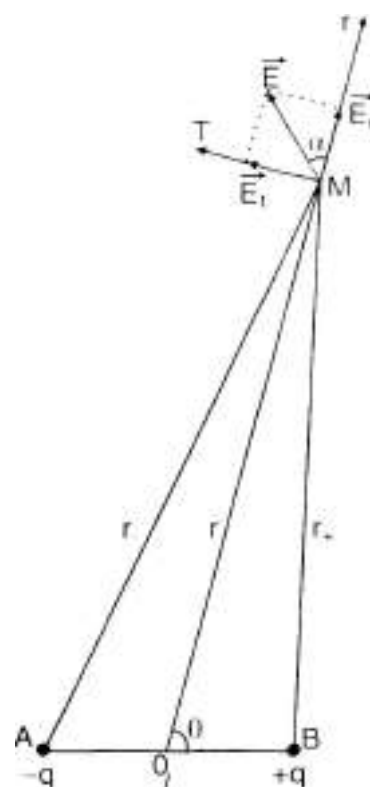
Thí dụ 3

Tính cường độ điện trường gây bởi một lưỡng cực điện tại một điểm M ở cách xa lưỡng cực (xem H.1.24), cách lưỡng cực một khoảng r ($r \gg l$).

Ta đã tính cường độ điện trường tại M một cách trực tiếp bằng cách áp dụng nguyên lý chồng chất của điện trường (xem §2). Ở đây ta tính điện thế trước rồi từ đó tính điện trường.

Ta tính điện thế V gây ra tại M , theo (1.59)

$$\begin{aligned} V &= \sum \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_i} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_+} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_-} \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon} \cdot \frac{r_- - r_+}{r_+ \cdot r_-} \end{aligned}$$



Hình 1.24

trong đó r_+ , r_- là khoảng cách từ M đến các điện tích $+q$ và $-q$. Vì r_+ , $r_- \gg l$, nên $r_- - r_+ \approx l \cos \theta$ với θ là góc giữa OM và AB , và $(r_+ \cdot r_-) \approx r^2$. Do đó:

$$V = \frac{ql \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} = \frac{p_e \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2},$$

trong đó p_e là mômen lưỡng cực điện

Từ đó, dựa vào (1.69) ta tính cường độ điện trường. Vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tại M có thể phân tích thành 2 thành phần nằm trên mặt phẳng MAB (chứa điểm M và lưỡng cực) là thành phần E_r theo phương của trục OM, và E_t theo phương MT vuông góc với OM (thành phần vuông góc với mặt phẳng chứa M và AB hàng không). Theo (1.69), ta có:

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{p_e \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 r^3}$$

và
$$E_t = -\frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{p_e \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3}.$$

Vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ lập với trục OM một góc α xác định bởi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_t}{E_r} = \frac{\frac{p_e \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3}}{\frac{p_e \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 r^3}} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \theta \quad (1.72)$$

Cường độ điện trường $\vec{E}$ của lưỡng cực điện có độ lớn:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_t^2} = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta} \quad (1.73)$$

Nếu điểm M nằm trên trục của lưỡng cực (tên gọi là vị trí chính Gauss thứ nhất), thì $\theta = 0$ và ta có

$$E_t = 0; E = E_r = \frac{p_e}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.74)$$

vectơ $\vec{E}$ có phương trùng với trục lưỡng cực. Nếu điểm M nằm trên đường trung trục của lưỡng cực (tên gọi là vị trí chính Gauss thứ hai), thì $\theta = \frac{\pi}{2}$

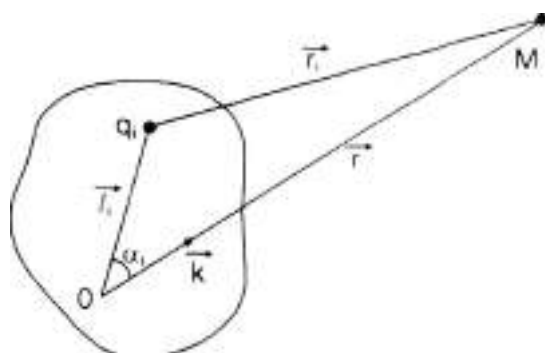
$$E_r = 0; E = E_t = \frac{p_e}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.75);$$

vectơ $\vec{E}$ song song với trục lưỡng cực và ngược chiều với mômen lưỡng cực $\vec{p}_e$.

Các công thức (1.74), (1.75) trùng với các kết quả đã tìm được trước đây (xem mục Thí dụ xác định cường độ điện trường, §3).

Thí dụ 4. Xác định cường độ điện trường tại những điểm cách xa của một vật có phân bố điện tích bên trong phức tạp (như trường hợp phân tử nước chẳng hạn); tổng điện tích trong vật bằng không, song các điện tích dương và âm trong vật phân bố ở các vị trí khác nhau (hình 1.25).

Xem vật gồm các điện tích điểm q_i (khi cần ta có thể thay q_i bằng ρdV , với ρ là mật độ điện khối, dV là một thể tích nguyên tố). Chọn một điểm O trong vật làm gốc tọa độ và kí hiệu khoảng cách từ O đến q_i là l_i ($OM = r > l_i$). Điện thế do vật tạo ra tại M là:



Hình 1.25

$$V_M = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \sum_i \frac{q_i}{r_i} \quad (1.76)$$

trong đó r_i là khoảng cách từ điện tích q_i đến điểm M . Vì điểm M ở xa vật nên ta có: $r_i \approx r - \vec{l}_i \cdot \vec{k}$, với $\vec{k}$ là vectơ đơn vị theo hướng $\vec{r}$ ($\vec{r} = r\vec{k}$); $\vec{l}_i \cdot \vec{k} = l_i \cos \alpha_i$ là hình chiếu của $\vec{l}_i$ lên phương $\vec{r}$. Bỏ qua các vô cùng bé từ bậc hai ($\frac{l_i^2}{r^2}$) trở lên, ta có: $\frac{1}{r_i} = \frac{1}{r} (1 + \frac{\vec{l}_i \cdot \vec{k}}{r})$.

Thay vào (1.76) ta được:

$$V_M = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{\sum q_i}{r} + \sum_i q_i \frac{\vec{l}_i \cdot \vec{k}}{r^2} \right).$$

Vì toàn bộ vật là trung hòa về điện $\sum q_i = 0$, nên

$$V_M = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{\sum q_i \vec{l}_i \cdot \vec{k}}{r^2}.$$

Kí hiệu $\vec{p}_e = \sum q_i \vec{l}_i$ (gọi là *mômen lưỡng cực của vật*) và θ là góc giữa $\vec{p}_e$ và $\vec{r}(\vec{k})$, ta được

$$V_y = \frac{p_r \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (1.77)$$

Hãy chiếu với (1.71) ta thấy biểu thức (1.77) chính là công thức xác định điện thế do một lưỡng cực điện tạo ra tại M. Vì vậy hiện nhiên ta vectơ cường độ điện trường do vật tạo ra cũng giống như vectơ cường độ điện trường của một lưỡng cực điện đã xác định ở trên là $\vec{E}$. Như vậy nếu một vật thể, dù xét về toàn thể là trung hòa về điện, nhưng gồm các điện tích dương và phân bố bên trong, thì ở những khoảng cách đủ xa so với kích thước của vật, trong phạm vi gần đồng bậc nhất, điện trường do vật tạo ra có thể xem như điện trường của một lưỡng cực điện. Chính vì lẽ đó mà ta đặc biệt lưu ý đến điện trường của lưỡng cực điện. Hệ điện tích như vậy là rất phổ biến: còn hệ chỉ gồm hai điện tích điểm $+q$ và $-q$ rất ít gặp trong thực tế. Chẳng hạn, phân tử nước (H₂O) có momen lưỡng cực khá lớn, chúng tạo ra điện trường khá mạnh, quy định nhiều đặc tính quan trọng của phân tử nước (tại điểm nằm trên đường trung trực của lưỡng cực, cách phân tử $3 \cdot 10^{-8}$ m thì $E = 2 \cdot 10^6$ V/m²).

5. Thế năng của hệ điện tích

Giữa các điện tích trong hệ có tương tác Coulomb. Khi dịch chuyển các điện tích ta cần thực hiện công. Công này được tính qua điện thế (xem (1.62)). Vì vậy một hệ điện tích có dự trữ một thế năng với biểu thức tính theo điện thế của chúng.

a) Xét hệ gồm 2 điện tích q_1 và q_2 . Theo (1.54) thế năng tương tác của hệ là:

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} \quad (1.78)$$

trong đó r_{12} là khoảng cách giữa hai điện tích. Mặt khác, theo (1.58), điện thế V_1 tại điểm đặt q_1 do q_2 tạo ra, và điện thế V_2 tại điểm đặt q_2 do q_1 tạo ra lần lượt bằng:

$$V_1 = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}; \quad V_2 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}$$

Vì vậy ta có thể viết:

$$W = q_1 V_1 = q_2 V_2 \quad (1.79a)$$

Để cho biểu thức của thế năng có tính đối xứng đối với hai điện tích ta viết lại công thức trên dưới dạng

$$W = \frac{1}{2}(q_1 V_1 + q_2 V_2) \quad (1.79)$$

Để tìm hiểu ý nghĩa vật lý của biểu thức (1.79a) của thế năng W của hệ hai điện tích q_1 và q_2 ta hình dung như sau. Giả sử ban đầu hai điện tích đó ở xa vô cùng, giữa chúng không có lực tương tác điện. Ta đưa q_1 từ vô cùng và đặt vào chỗ hiện tại của nó, ta không phải thực hiện công vì không có lực tĩnh điện nào tác dụng lên nó. Nhưng khi ta tiếp tục đưa q_2 từ vô cùng và đặt nó vào chỗ cách q_1 một khoảng r_{12} thì ta phải thực hiện công vì q_1 tác dụng lực tĩnh điện lên q_2 trong quá trình q_2 di chuyển. Công này trái dấu với công của lực điện trường, và theo (1.61), bằng:

$$A = -[q_2(V_\infty - V_1)] = q_2 V_1,$$

với V_1 là điện thế tại điểm đặt q_2 do điện tích q_1 tạo ra.

Như vậy công tổng cộng mà ta (tác nhân bên ngoài) phải thực hiện để thiết lập hệ gồm 2 điện tích q_1, q_2 như hiện tại bằng $q_2 V_1$. Lập luận tương tự cho trường hợp đưa q_2 từ vô cùng về vị trí của nó trước, sau đó mới đưa q_1 về vị trí cách q_2 một khoảng r_{12} như hiện tại, ta tìm được công tổng cộng phải thực hiện bằng $q_1 V_2$. Như vậy, có thể nói rằng *thế năng (điện) của một hệ điện tích điểm đứng yên bằng công mà một tác nhân bên ngoài phải thực hiện để thiết lập hệ bằng cách đưa mỗi điện tích của hệ từ một khoảng cách vô hạn vào tới vị trí của nó trong hệ.*

b) Đối với hệ gồm 3 điện tích q_1, q_2, q_3 , tương tự như (1.78), thế năng tương tác của các điện tích trong hệ là:

$$W = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{12}} + \frac{q_2 q_3}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{23}} + \frac{q_3 q_1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{31}}$$

Biểu thức này có thể viết lại như sau:

$$W = \frac{1}{2} \left[q_1 \left(\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{13}} \right) + q_2 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{12}} + \frac{q_3}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{23}} \right) + q_3 \left(\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{13}} + \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{23}} \right) \right]$$

$$\text{hay} \quad W = \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2 + q_3 V_3) \quad (1.80)$$

trong đó, theo (1.59), V_1 là điện thế tại điểm đặt q_1 do các điện tích q_2 và q_3 tạo ra; V_2 là điện thế tại điểm đặt q_2 do các điện tích q_1 và q_3 tạo ra; và V_3 là điện thế tại điểm đặt điện tích q_3 do các điện tích q_1 và q_2 tạo ra.

c) Từ (1.79) và (1.80), suy rộng cho hệ gồm n điện tích $q_1, q_2, \dots, q_n$, thế năng (điện) của hệ là:

$$\begin{aligned} W &= \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{12}} + \dots + \frac{q_1 q_k}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{1k}} + \dots = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{q_i q_k}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{ik}} \quad (i \neq k) \end{aligned} \quad (1.81)$$

$$\begin{aligned} \text{hay} \quad W &= \frac{1}{2} (q_1 V_1 + q_2 V_2 + \dots + q_n V_n) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \end{aligned} \quad (1.82)$$

trong đó V_i là điện thế tại điểm đặt điện tích q_i do các điện tích khác của hệ tạo ra:

$$V_i = \sum_{\substack{k=1 \\ (k \neq i)}}^n \frac{q_k}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{ik}} \quad (1.82)$$

d) Ở trên ta đã xét với các điện tích điểm. Trong trường hợp vật tích điện, ta chia vật thành các phần tử nhỏ mang điện tích dq và tìm thế năng của vật theo công thức:

$$W = \frac{1}{2} \int V dq, \quad (1.83)$$

với V là điện thế tại điểm đặt dq do các điện tích còn lại của vật tạo ra. Trong trường hợp vật đặt trong điện trường thì V là điện thế tại điểm đặt dq do trường ngoài và do các điện tích còn lại của vật tạo ra.

6. Lượng cực trong điện trường

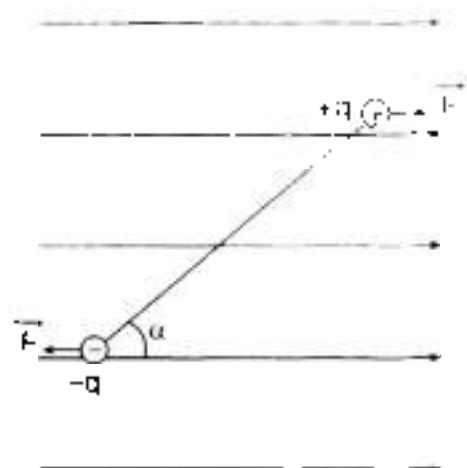
a) Lực tác dụng lên lượng cực điện đặt trong điện trường

i) Trước tiên ta xét trường hợp điện trường đều (11.1.26). Khi

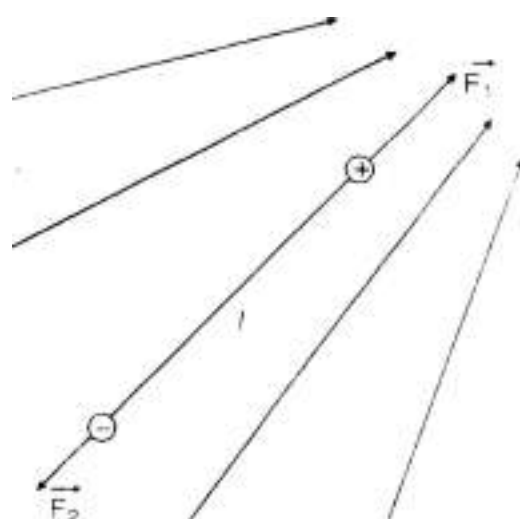
đó các lực tác dụng lên hai điện tích của lưỡng cực điện có độ lớn bằng nhau ($F = qE$) và ngược hướng nhau; chúng tạo nên ngẫu lực có mômen $M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha$, (1.84) với α là góc giữa vectơ $\vec{l}$ và vectơ $\vec{E}$. Vectơ mômen ngẫu lực $\vec{M}$ có phương trùng với trục quay của lưỡng cực điện, tức là vuông góc với $\vec{p}_e$ và $\vec{E}$. Dưới dạng vectơ ta có: $\vec{M} = [\vec{p}_e, \vec{E}]$

(1.84). Ngẫu lực này có tác dụng làm cho lưỡng cực điện quay trong điện trường sao cho hai vectơ $\vec{p}_e$ và $\vec{E}$ song song với nhau. Vị trí cân bằng của lưỡng cực điện là vị trí ở đó mômen ngẫu lực bằng không, ứng với $\alpha = 0$ và $\alpha = \pi$. Vị trí ứng với $\alpha = 0$ là vị trí cân bằng bền. Còn với $\alpha = \pi$ ta có trạng thái cân bằng không bền, vì chỉ cần cho lưỡng cực điện quay lệch khỏi vị trí đó một chút là sẽ có xuất hiện ngay mômen ngẫu lực làm nó lệch thêm khỏi vị trí này. Với quy ước mômen lực làm lưỡng cực quay theo chiều kim đồng hồ có giá trị âm, thay cho (1.83) ta có thể viết: $M = -p_e E \sin \alpha$ (1.85)

+ Bây giờ ta xét lưỡng cực điện đặt trong *điện trường không đều*. Đầu tiên giả thiết rằng lưỡng cực điện đã nằm dọc theo một đường sức của điện trường ($\alpha = 0$) (hình 1.27). Khi đó lực tác dụng lên các điện tích không bằng nhau và lực điện tổng hợp tác dụng lên lưỡng cực điện là khác không. Ta chọn trục tọa độ x hướng theo chiều của vectơ $\vec{p}_e$ (tức là chiều của vectơ $\vec{l}$). Vì điện trường không đều, nên cường độ điện trường tại điểm đặt



Hình 1.26



Hình 1.27

diện tích q là E , còn cường độ điện trường tại điểm đặt diện tích q là $E = E_0 + \frac{\partial E}{\partial x}$; do đó lực tác dụng lên diện tích âm có độ lớn là $F_- = qE_-$ và lực tác dụng lên diện tích dương có độ lớn là $F_+ = qE_+ = q(E + \frac{\partial E}{\partial x})$. Lực tổng hợp F tác dụng lên lưỡng cực có độ lớn là $F = (F_+ - F_-) = F_+ - F_- = q(\frac{\partial E}{\partial x} + p_0 \frac{\partial E}{\partial x} + 1,86)$ và hướng về phía điện trường mạnh. Dễ dàng thấy rằng trong điện trường đều $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$, tức là $F = 0$. Như vậy nếu đặt một lưỡng cực điện vào trong một điện trường không đều thì nó chịu tác dụng của lực và ngẫu lực ngẫu lực có xu hướng làm cho nó quay trong điện trường cho đến khi mômen lưỡng cực $\vec{p}_0$ có phương trùng với vectơ $\vec{E}$, còn lúc thì có tác dụng kéo lưỡng cực điện về phía điện trường mạnh. Theo này giải thích tại sao dũa thủy tinh hay ebônit nhiễm điện lại có thể hút các vật nhẹ. Khi ta đưa dũa thủy tinh nhiễm điện lại gần các vật nhẹ, thì dưới tác dụng của điện trường do điện tích trên dũa tạo ra các vật này bị nhiễm điện, trở thành các lưỡng cực điện (xem §5); lưỡng cực điện này chịu tác dụng của điện trường không đều do dũa tạo ra, chúng bị hút về phía dũa là nơi có điện trường mạnh hơn.

b) Thế năng của lưỡng cực điện

Sự định hướng của một lưỡng cực điện trong điện trường có liên quan với thế năng của nó: khi lưỡng cực ở trong định hướng cân bằng, $\vec{p}$ cùng chiều $\vec{E}$, thế năng của nó đạt giá trị cực tiểu; thế năng của lưỡng cực có giá trị lớn hơn ở mọi định hướng khác của lưỡng cực. Bởi vì chỉ có hiệu thế năng mới có ý nghĩa vật lý, ta có thể quy ước thế năng của lưỡng cực điện bằng 0 khi góc α bằng 126° bằng $\frac{\pi}{2}$. Dựa vào (1.85) ta tìm được thế năng W của lưỡng cực khi góc α có giá trị bất kỳ bằng cách tính công A mà điện trường cần thực hiện để làm lưỡng cực quay từ $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$ đến α :

$$W = - A = - \int_0^a M d\alpha = \int_0^a p_e \sin \alpha d\alpha E$$

$$W = - p_e E \cos \alpha = - \overline{p_e} \cdot \overline{E} \quad (1.87)$$

Từ (1.87) ta thấy thế năng của lưỡng cực là nhỏ nhất ($W_{\min} = - p_e E$) khi $\alpha = 0$, nghĩa là khi $\vec{p}$ và $\vec{E}$ cùng chiều, và thế năng của nó có giá trị lớn nhất ($W_{\max} = p_e E$) khi $\alpha = 180^\circ$, nghĩa là khi $\vec{p}$ và $\vec{E}$ ngược chiều nhau.

c) *Chú ý:* Khi lò vi sóng hoạt động, các sóng điện từ có bước sóng ngắn (cỡ micrômét) tạo ra trong lò một điện trường biến thiên nhanh, cả về cường độ lẫn chiều. Vì phân tử nước có mômen lưỡng cực lớn, nên nếu có nước trong lò, điện trường biến thiên đó sẽ tác dụng mômen lực lên các phân tử nước làm cho chúng quay tới quay lui một cách liên tục để định hướng mômen lưỡng cực của chúng theo chiều điện trường. Năng lượng (thế năng) mà chúng thu được từ điện trường sẽ chuyển thành năng lượng nhiệt (nội năng), truyền cho khối nước làm cho nhiệt độ của nước tăng lên. Các thực phẩm có chứa nước đặt trong lò vi sóng được đun nóng (nấu) nhờ sự làm nóng nước đó. Nếu như phân tử nước không phải là lưỡng cực điện thì không có điều nói trên và lò vi sóng sẽ vô dụng.

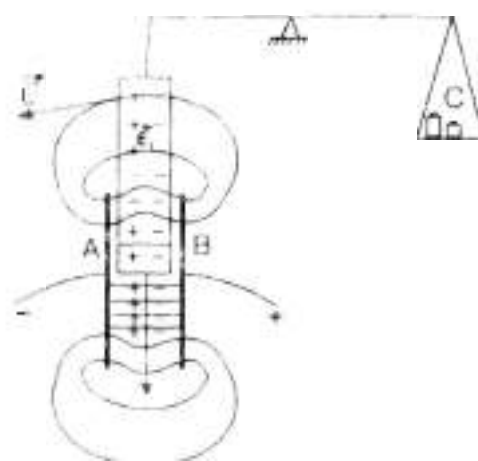
§5. ĐIỆN MÔI TRONG ĐIỆN TRƯỜNG

1. Sự phân cực điện môi

a) Hiện tượng phân cực điện môi

Khác với vật dẫn, trong điện môi hầu như không có các hạt mang điện tự do, mọi electron đều liên kết chặt chẽ với nguyên tử. Tuy vậy do điện môi được cấu tạo từ các hạt mang điện (electron và hạt nhân) nên nó có những tính chất điện nhất định. Muốn biết điện trường thay đổi thế nào khi có khối điện môi đặt trong đó và nguyên

nhân cứu sự thay đổi đó, ta hãy tìm hiểu xem cái gì sẽ xảy ra với khối điện môi trong điện trường. Ta có thể quan sát điều đó nhờ thí nghiệm sau. Ta giữ cố định thẳng đứng hai tấm kim loại phẳng song song với nhau và treo một bản thủy tinh chưa tích điện vào khoảng giữa hai tấm đó sao cho bản thủy tinh không tiếp xúc với các tấm kim loại và chỉ chiếm một phần không gian giữa hai tấm đó (Hình 1.28). Đầu trên



Hình 1.28

của dây treo bản thủy tinh được buộc vào một cánh tay đòn của cân đĩa và ta đặt các quả cân lên đĩa cân cho cân thăng bằng. Ta tạo giữa hai tấm kim loại một điện trường mạnh bằng cách nối chúng với một nguồn điện có hiệu điện thế vài ngàn vôn (B nối với cực dương). Thí nghiệm cho thấy bản thủy tinh bị kéo xuống dưới. Điều đó chứng tỏ trên bản thủy tinh có xuất hiện các điện tích trái dấu, do đó chịu tác dụng của lực điện trường (xem hình 1.28; ở gần mép các tấm kim loại có điện trường không đều, do đó cường độ điện trường $\vec{E}$ có thành phần $\vec{E}_x$ song song với các tấm, thành phần này tác dụng lên bản thủy tinh lực kéo hướng xuống dưới).

Như vậy khi đặt tấm điện môi chưa tích điện trong điện trường, trên tấm đó có xuất hiện các điện tích trái dấu. Hiện tượng đó được gọi là *sự phân cực điện môi*. Các điện tích xuất hiện trên điện môi đặt trong điện trường được gọi là *điện tích phân cực*.

Ta thấy hiện tượng phân cực điện môi có điểm giống như hiện tượng cảm ứng điện trên các vật dẫn. Tuy nhiên, giữa chúng có sự khác biệt căn bản. Đối với các vật dẫn bị cảm ứng ta có thể tách rời các điện tích cảm ứng ra và sau khi điện trường ngoài mất đi, các phần tách riêng của vật vẫn mang điện (xem mục 1 §2), còn với chất điện môi thì dù bằng cách nào ta cũng không thể tách được các phần mang điện khác nhau, và sau khi không còn tác dụng của điện trường

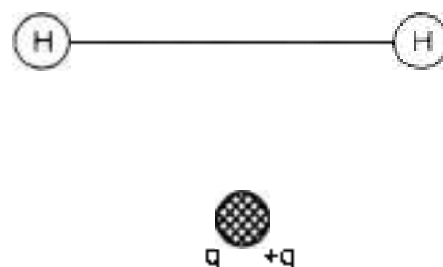
ngoài, mỗi phần của khối điện môi vẫn trung hòa điện: ta không thể tách rời các điện tích phần cực được. Vì vậy các điện tích do còn được gọi là *điện tích liên kết*. Các điện tích liên kết sẽ sinh ra một điện trường phụ $\vec{E}$ (ngược chiều) làm điện trường ban đầu $\vec{E}_0$ trong điện môi thay đổi, và điện trường tổng hợp trong điện môi bây giờ là $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}$ (1.88)

b) Cấu trúc phân tử của chất điện môi

Để giải thích được sự phân cực điện môi, ta cần khảo sát tính chất điện của các phân tử điện môi. Do sự khác nhau về cấu trúc phân tử của điện môi mà sự phân cực ở chúng xảy ra khác nhau.

Theo quan niệm của vật lý hiện đại thì bất cứ vật nào cũng được cấu trúc từ các phân tử, nguyên tử, gồm các hạt nhân mang điện tích dương và các electron mang điện tích âm. Ở khoảng cách lớn so với kích thước phân tử ta có thể coi tác dụng của các electron trong phân tử tương đương với tác dụng của điện tích tổng cộng $-q$ của chúng (đối với một nguyên tử thì $q = Ze$, với Z là nguyên tử số), đặt tại một điểm nào đó trong phân tử, mà ta gọi là "*tâm*" của các điện tích âm⁽¹⁾. 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 nó đặt tại "*tâm*" của các điện tích dương. Tùy theo sự phân bố của các electron xung quanh hạt nhân, người ta phân biệt hai loại phân tử điện môi: phân tử không có cực và phân tử có cực.

- *Phân tử không có cực* là loại phân tử có phân bố electron đối xứng xung quanh hạt nhân. Vì vậy, ở trạng thái bình thường khi chưa

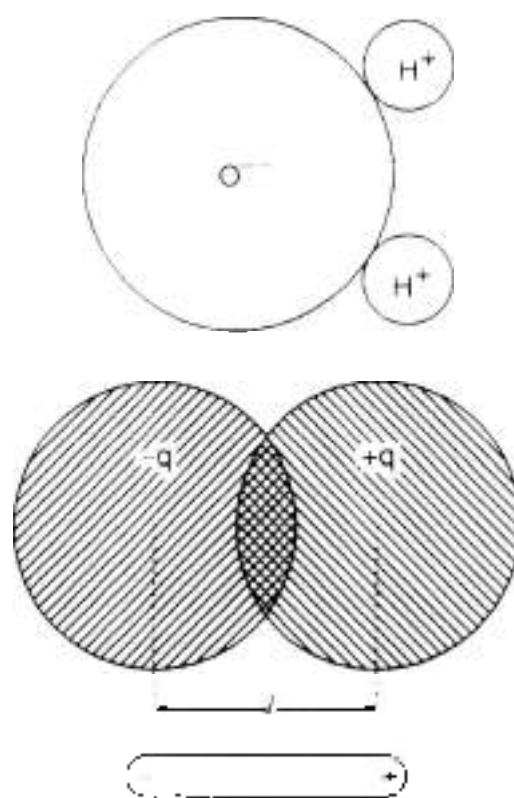


Hình 1.29

(1) Tâm của một hệ điện tích được xác định bằng công thức tương tự như công thức tìm khối tâm của hệ chất điểm, chỉ cần thay khối lượng của các chất điểm bằng điện tích của các hạt điện tích.

đặt trong điện trường, tâm của các điện tích dương và tâm các điện tích âm trùng nhau, do đó momen điện của nó bằng không. Đó là trường hợp của phân tử điện môi như H_2 , N_2 , CCl_4 , các hiđrôcacbon v.v., (xem hình 1.29 cho phân tử hiđrô). Điện môi cấu tạo từ những phân tử như vậy gọi là *điện môi không có cực* (còn gọi là điện môi không phân cực).

Phân tử có cực là loại phân tử có phân bố electron không đều xung quanh hạt nhân, như các phân tử H_2O , NH_3 , HCl (nguyên chất), CH_3Cl , ête, axêton. Vì dụ phân tử nước chứa ion âm ôxi và hai ion dương hiđrô (hình 1.30) có tâm các điện tích âm và tâm các điện tích dương không trùng nhau mà cách nhau một khoảng l . Do đó mỗi phân tử điện môi được xem như một lưỡng cực điện gọi là *lưỡng cực phân tử*, có một momen lưỡng cực điện $\vec{p}_m = ql$. Giá trị của momen lưỡng cực này hầu như không chịu ảnh hưởng của tác động điện trường ngoài. Vì vậy trong điện trường ngoài, phân tử có cực giống như một 'lưỡng cực cứng', nó bị điện trường ngoài tác dụng và gây ra xung quanh nó một điện trường.



Hình 1.30

Điện môi cấu tạo từ những phân tử có cực gọi là *điện môi có cực* (còn gọi là *điện môi phân cực*).

c) Giải thích sự phân cực của điện môi không cực

Xét một khối điện môi không cực, đồng tính và đẳng hướng. Khi chưa đặt khối điện môi đó vào trong điện trường, mỗi phân tử điện môi chưa phải là một lưỡng cực điện và khối điện môi trung hòa điện. Khi đặt khối điện môi trong điện trường ngoài, do tác dụng của lực điện trường, các điện tích âm và dương trong nội bộ từng phân tử

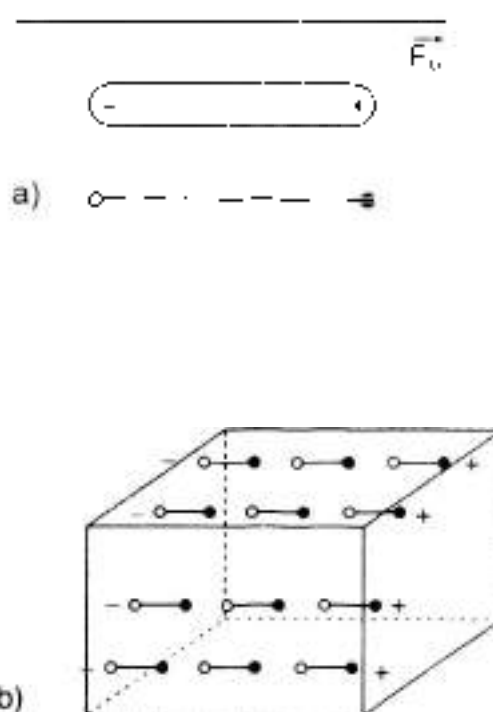
dịch chuyển về hai phía ngược nhau (chủ yếu là electron dịch chuyển), khiến cho tâm các điện tích dương và tâm các điện tích âm cách nhau một khoảng nhỏ (hình 1.31a). Kết quả là, phân tử tuy vẫn trung hòa về điện, nhưng lại có mômen điện khác không: *mỗi phân tử trở thành một lưỡng cực điện*.

Dưới tác dụng của điện trường ngoài $\vec{E}_0$, mômen điện của các phân tử điện môi sẽ định hướng theo điện trường. Khi đó trong lòng khối điện môi, điện tích trái dấu của các lưỡng cực (phân tử) vẫn trung hòa nhau, nghĩa là trong lòng khối điện môi không xuất hiện điện tích (dư). Còn ở trên các mặt giới hạn của khối điện môi thì có xuất hiện các điện tích trái dấu: Tại mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi vào điện môi có xuất hiện điện tích âm, còn tại mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi ra có xuất hiện điện tích dương. Các điện tích này là các điện tích liên kết (H.1.31b).

Chuyển động nhiệt không ảnh hưởng gì đến sự biến dạng của lớp vỏ electron. Sự phân cực ở đây, gây nên do sự dịch chuyển của electron trong nội bộ phân tử dưới tác dụng của điện trường ngoài, được gọi là *sự phân cực electron* (hay *sự phân cực biến dạng*) của điện môi.

Trong điều kiện điện trường và mật độ chất không quá lớn, độ dịch chuyển tương đối của các tâm điện tích trong phân tử có thể coi như tỉ lệ với cường độ điện trường; vì vậy trong điều kiện đó mômen lưỡng cực $\vec{p}$ của từng phân tử cũng có thể coi như tỉ lệ với cường độ điện trường trong khối điện môi.

Để thấy rõ hơn tác dụng của điện trường lên các phân tử không cực ta xét nguyên tử không cực đơn giản nhất là hiđrô. Ta xem như electron trong nguyên



Hình 1.31

mô men từ chuyển động trên quỹ đạo tròn bán kính r quanh hạt nhân (Hình 1.32a).
 Vì điện tích của hạt điện tích dương $(+e)$ và âm $(-e)$ trùng nhau nên $\vec{p}_L = 0$.

Khi chưa đặt điện môi trong điện trường ngoài, lực tương tác Coulomb $\vec{F}$ giữa electron và hạt nhân có vai trò là lực hướng tâm $\vec{F}$ trong chuyển động tròn của electron:

$$F_L = F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega^2 r \quad (1.89)$$

Khi đặt khối điện môi trong một điện trường mà vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ trong khối điện môi thẳng góc với mặt phẳng quỹ đạo của electron chẳng hạn (Hình 1.29b) thì hạt nhân chịu tác dụng của lực cùng chiều với $\vec{E}$, còn electron chịu tác dụng của lực ngược chiều với $\vec{E}$. Vì khối lượng của hạt nhân rất lớn so với khối lượng của electron nên, một cách gần đúng ta có thể xem như hạt nhân vẫn giữ vị trí cũ còn mặt phẳng quỹ đạo của electron thì bị dịch chuyển một đoạn Δl ngược chiều điện trường (Hình 1.32b); song vì $\Delta l \ll r$, nên bán kính quỹ đạo và vận tốc góc của electron coi như không đổi. Kí hiệu $\vec{F}_E$, $\vec{F}_C$ và $\vec{F}$ tương ứng là lực tác dụng của điện trường lên electron ($\vec{F}_E = eE$), lực tương tác Coulomb và lực hướng tâm ($F = m\omega^2 r$) ta có: $\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_C$. Từ (Hình 1.32b), ta có

$$\frac{\Delta l}{r} = \frac{F_E}{F} = \frac{eE}{m\omega^2 r},$$

suy ra
$$\Delta l = \frac{e}{m\omega^2} \cdot E$$

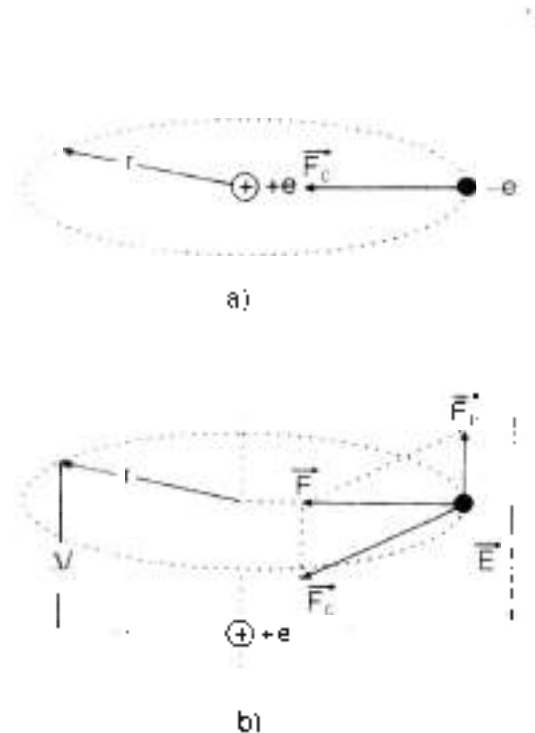
Do quỹ đạo electron dịch chuyển đi một đoạn Δl , tức là tâm điện tích âm dịch chuyển đoạn Δl , nên nguyên tử trở thành một lưỡng cực điện có mômen lưỡng cực bằng đến (1.89):

$$p_L = e \Delta l = \frac{e^2}{m\omega^2} E = 4\pi\epsilon_0 r^3 E$$

hay
$$p_L = \epsilon_0 \alpha E \quad (1.90)$$

trong đó $\alpha = 4\pi r^3$ là hệ số tỉ lệ với thể tích của nguyên tử và được gọi là hệ số phân cực của nguyên tử. Vì $\vec{p}_L$ và $\vec{E}$ cùng hướng nên ta có thể viết:

$$\vec{p}_L = \epsilon_0 \alpha \vec{E} \quad (1.91)$$



Hình 1.32

Ta thu được giá trị độ lớn của Δl . Theo trục

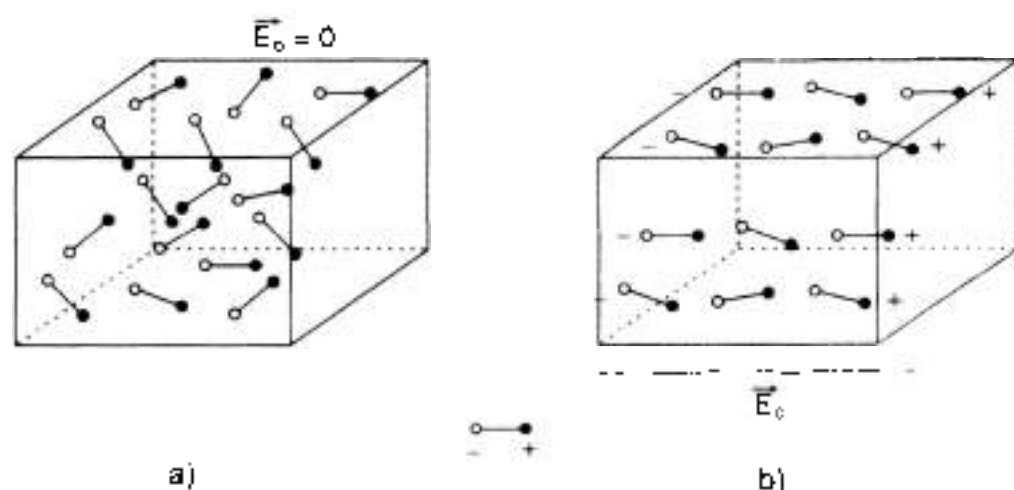
$$\Delta l = \frac{4\pi\epsilon_0\alpha r^2 E}{e}$$

Để đơn giản ta xem như $r \approx 1\text{\AA} = 10^{-10}\text{ m}$, và giá trị cường độ điện trường khá lớn $E = 3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$. Với hiđrô $\alpha = 8,3$, suy ra $\Delta l = 2 \cdot 10^{-18}\text{ m}$. Nghĩa là độ biến dạng của nguyên tử do tác dụng của điện trường là rất nhỏ: quỹ đạo của electron chỉ dịch chuyển đi khoảng một phần mười vạn bán kính nguyên tử tức là chỉ lớn hơn bán kính hạt nhân một chút. Tính toán chính xác theo cơ học lượng tử đối với hiđrô, ta có $\alpha = 18\pi a_0^3$, với a_0 là bán kính Bohr ($a_0 = 0,52 \cdot 10^{-10}\text{ m}$). Bằng thực nghiệm người ta đã tìm được: đối với hiđrô $\alpha = 8,3$; với heli $\alpha = 2,64$ và neon $\alpha = 5,0$.

Như vậy khi đặt phân tử không cực trong điện trường, phân tử trở thành lưỡng cực có mômen lưỡng cực tỉ lệ tuyến tính với cường độ điện trường trong khối điện môi.

d) Giải thích sự phân cực của điện môi có cực

Khi chưa đặt khối điện môi trong điện trường ngoài, do chuyển động hỗn loạn, các lưỡng cực phân tử trong khối điện môi sắp xếp hỗn loạn theo mọi phương (hình 1.33a); các điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử trung hòa nhau, tổng mômen điện của các lưỡng cực phân tử bằng không; toàn bộ khối điện môi chưa tích điện.



Hình 1.33

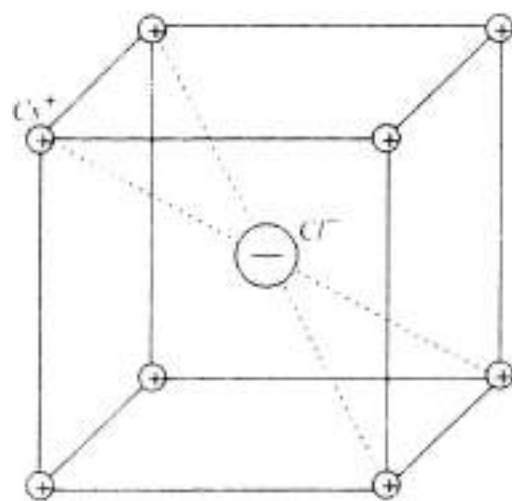
Khi đặt khối điện môi trong điện trường ngoài $\vec{E}_0$, các lưỡng cực phân tử trong khối điện môi có xu hướng quay sao cho mômen điện của chúng hướng theo $\vec{E}_0$. Tuy nhiên chuyển động nhiệt lại có

tác dụng làm cho các lưỡng cực phân tử sắp xếp hỗn loạn, tức là không có sự định hướng do. Như vậy dưới tác dụng đồng thời của điện trường ngoài và chuyển động nhiệt, các mômen điện p_i của các lưỡng cực phân tử được sắp xếp có trật tự hơn theo hướng của điện trường ngoài E , (hình 1.33b) và sự định hướng này phụ thuộc vào cường độ điện trường ngoài và vào nhiệt độ. Sự định hướng đó càng rõ nếu điện trường ngoài càng mạnh và nhiệt độ khối điện môi càng thấp.

Trong lòng khối điện môi, điện tích trái dấu của các lưỡng cực phân tử vẫn trung hòa nhau, nghĩa là trong lòng khối điện môi không xuất hiện điện tích (dư). Còn trên các mặt giới hạn của khối điện môi có xuất hiện các điện tích trái dấu: ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi vào có xuất hiện điện tích âm (hình 1.30b), còn ở mặt giới hạn mà các đường sức điện trường đi ra có xuất hiện điện tích dương. Các điện tích này chính là tập hợp các điện tích cùng dấu 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 là do sự định hướng của các lưỡng cực phân tử quyết định nên còn được gọi là *sự phân cực lưỡng cực hay sự phân cực định hướng* của điện môi.

c) Sự phân cực của điện môi tinh thể

Trong một số điện môi rắn ta còn gặp một dạng phân cực nữa. Nhiều điện môi rắn có cấu tạo tinh thể, mạng tinh thể được cấu tạo từ những ion (dương và âm). Đối với các tinh thể có mạng tinh thể lập phương (như CsCl, NaCl...) ta có thể xem toàn bộ tinh thể như một "phân tử khổng lồ" gồm hai mạng, mạng ion dương và mạng ion âm, "lồng"



Hình 1.34

vào nhau. Chẳng hạn với điện môi CsCl ta có hai mạng ion Cs^+ và ion Cl^- (hình 1.34). (tại đỉnh của ô lập phương cơ bản là các ion Cs^+ , còn tại tâm là ion Cl^-). Khi đặt khối điện môi trong điện trường, mạng ion dương dịch chuyển theo chiều điện trường, còn mạng ion âm dịch chuyển ngược chiều điện trường, do đó trên mỗi mặt giới hạn của khối điện môi tinh thể (đặt vuông góc với phương điện trường chẳng hạn) có xuất hiện các ion cùng một loại nghĩa là ở hai mặt có xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu. Sự phân cực này được gọi là *sự phân cực ion*.

f) Cần chú ý rằng ba dạng phân cực đã xét ở trên (phân cực electron, phân cực định hướng và phân cực ion) có thể kết hợp với nhau. Trong các điện môi có cực khi và lỏng, các phân tử không những định hướng trong điện trường mà còn bị biến dạng; vì vậy, ở đây ngoài sự phân cực định hướng còn có sự phân cực electron. Còn trong các điện môi rắn có thể tồn tại cả ba dạng phân cực đó.

2. Vectơ phân cực điện môi và điện tích phân cực

a) Vectơ phân cực

Khi điện môi bị phân cực, mỗi phân tử là một lưỡng cực điện có mômen điện xác định $\vec{p}_i = q\vec{l}$. Để đặc trưng định lượng cho mức độ phân cực của điện môi người ta đưa vào đại lượng vật lý gọi là *vectơ phân cực điện môi*, kí hiệu là $\vec{P}$.

Vectơ phân cực điện môi là đại lượng đo bằng tổng vectơ mômen điện của các phân tử trong một đơn vị thể tích của khối điện môi:

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (1.92)$$

trong đó ΔV là một thể tích đủ nhỏ trong khối điện môi (chứa điểm tại đó ta tính $\vec{P}$) để có thể coi trong khoảng ΔV các thông số vật lý (như khối lượng riêng, nhiệt độ, cường độ điện trường...) là như nhau, nhưng ΔV lại phải đủ lớn để chứa một số lớn phân tử và ta có thể áp dụng được phép tính thống kê; $\vec{p}_i$ là vectơ mômen điện của phân tử

thuộc trong ΔV : $\sum \vec{p}_i$ là vector mômen điện toàn phần trong ΔV . Độ lớn của $\vec{P}$ được gọi là *độ phân cực*.

Nếu chúng vector phân cực $\vec{P}$ thay đổi từ điểm này đến điểm khác trong khối điện môi. Nếu tại mọi điểm của khối điện môi vector phân cực $\vec{P}$ có cùng độ lớn và hướng thì sự phân cực được gọi là *đều* (hay *đồng nhất*). Chẳng hạn, đó là trường hợp của khối điện môi không cực dạng tinh và đẳng hướng đặt trong điện trường đều, khi đó ta có:

$$\vec{P} = \frac{n\vec{p}_e}{\Delta V} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad \text{hay} \quad = \epsilon \chi_e \vec{E}_0? \quad (1.93)$$

trong đó χ_e (nó được gọi là *độ cảm điện môi* thay hệ số phân cực của điện môi). Debye đã chứng minh rằng, trong trường hợp điện trường ngoài là yếu, công thức (1.93) vẫn đúng cho cả khối điện môi có cực, song khi đó độ cảm điện môi có biểu thức:

$$\chi_e = \frac{n_s p_e^2}{3\epsilon_0 kT} \quad (1.94)$$

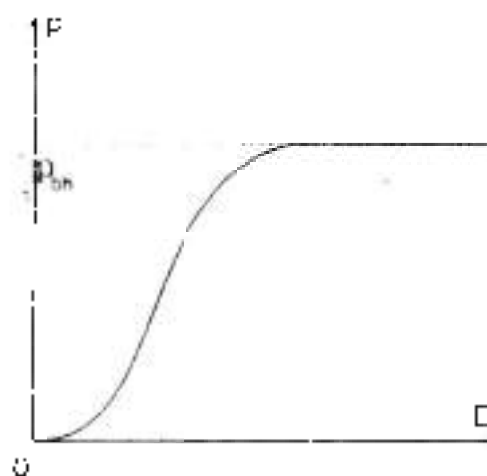
với p_e là mômen lưỡng cực phân tử, k là hằng số Boltzmann, T là nhiệt độ tuyệt đối của khối điện môi.

Đối với phân tử có cực và *không* bền, mômen điện tổng cộng $\sum \vec{p}_i$ trong công thức (1.92) sẽ tăng

lên khi cường độ điện trường tăng, do hai nguyên nhân: do mômen điện $\vec{p}_i$ của mỗi phân tử tăng và do mức độ định hướng tăng. Song khi đó mômen điện tổng cộng $\sum \vec{p}_i$ vẫn

tăng tỉ lệ thuận với $\vec{E}$, và như vậy, công thức (1.93) đúng với các phân tử loại bất kỳ.

Khi nhiệt độ khối điện môi thấp hoặc khi điện trường ngoài $\vec{E}_0$

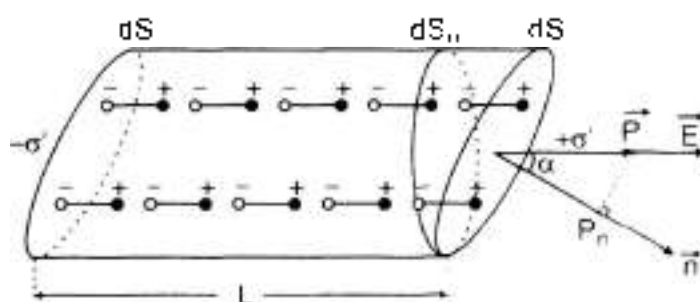


Hình 1.35

lớn, người ta thấy vectơ phân cực $\vec{P}$ không còn phụ thuộc tuyến tính vào điện trường $\vec{E}$ trong khối điện môi. Cụ thể là, khi tăng E đến một giá trị nào thì vectơ mômen lưỡng cực của tất cả các phân tử trong khối điện môi đều hướng theo điện trường, nên độ phân cực đạt giá trị bão hòa P_{lin} (Hình 1.35).

b) *Mật độ điện tích liên kết ở bề mặt khối điện môi bị phân cực*

Ta tìm mối liên hệ giữa vectơ phân cực $\vec{P}$ và mật độ điện tích liên kết xuất hiện trên bề mặt khối điện môi đặt trong điện trường. Xét một tấm điện môi đồng tính, giới hạn bởi hai mặt phẳng song song, đặt trong một điện trường đều $\vec{E}_0$. Ta tưởng tượng tách ra từ tấm đó một hình trụ xiên, có đáy ΔS trùng với mặt giới hạn tấm điện môi, có đường sinh dài L song song với vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ trong điện môi (hình 1.36). Trên đáy của hình trụ, tức là trên mặt giới hạn của tấm điện môi, có các điện tích liên kết với mật độ mặt $+\sigma'$ và $-\sigma'$. Khi đó có thể xem hình trụ như một lưỡng cực lớn có mômen điện: $p_e = \sigma \Delta S L$. Kí hiệu α là góc giữa phương pháp tuyến $\vec{n}$ của mặt giới hạn khối điện môi (mặt đáy hình trụ) và vectơ $\vec{E}$. Thể tích hình trụ là



Hình 1.36

$$\Delta V = \Delta S \cdot L \cdot \cos \alpha.$$

Do đó, theo (1.92), độ lớn của vectơ phân cực (độ phân cực) là:

$$P = \frac{p_e}{\Delta V} = \frac{\sigma'}{\cos \alpha};$$

suy ra $\sigma' = P \cos \alpha = P_n$ (1.95), với P_n là hình chiếu của vectơ $\vec{P}$ lên phương pháp tuyến ngoài $\vec{n}$ của mặt giới hạn khối điện môi. Trên

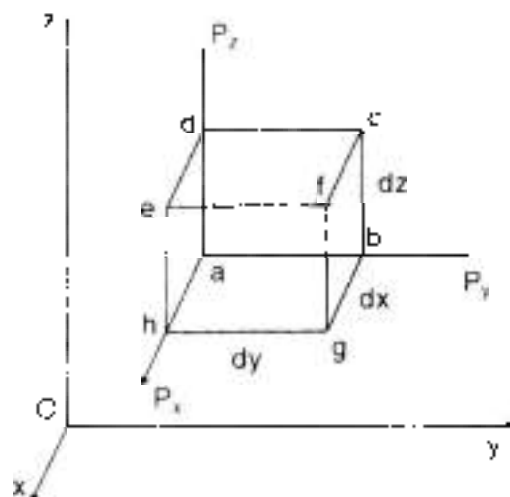
hình 1.36, ta thấy ở mặt bên phải $P_n > 0$ (vì $\alpha < \frac{\pi}{2}$) nên $\sigma' > 0$; còn ở mặt bên trái $P_n < 0$ (vì $\alpha > \frac{\pi}{2}$) nên $\sigma' < 0$, đúng như đã tìm thấy từ thức nghiệm (xem đoạn 1). Như vậy, mật độ mặt của khối điện tích liên kết xuất hiện trên một mặt giới hạn của khối điện môi có giá trị bằng hình chiếu của vectơ phân cực trên pháp tuyến của mặt giới hạn đó tại điểm ta xét.

Thay (1.93) ta có thể viết $\sigma' = \text{div} \vec{E}_p$ (1.95a), với E_p là hình chiếu của $\vec{E}$ trên phương pháp tuyến $\vec{n}$. Từ hệ thức (1.95) ta thấy, trong hệ SI đơn vị của độ phân cực P là culông trên mét vuông (C/m²). Các công thức (1.95) và (1.95a) cũng đúng cho trường hợp tổng quát khi khối điện môi không đồng tính, có hình dạng bất kỳ đặt trong điện trường không đều; khi đó P_n và E_p là hình chiếu của $\vec{P}$ và $\vec{E}$ trên pháp tuyến với mặt giới hạn ngay ở sát trên mặt mà tại đó mật độ điện tích liên kết là σ .

c) Điện tích phân cực bên trong khối điện môi không đồng tính

Nếu khối điện môi là không đồng tính thì, khi đặt trong điện trường, khối điện môi bị phân cực không đều, vectơ phân cực $\vec{P}$ sẽ khác nhau tại các điểm khác nhau; kết quả là trong thể tích ΔV của khối điện môi tổng các điện tích dương không bằng trị tuyệt đối của tổng các điện tích âm và trong lòng khối điện môi có xuất hiện các điện tích (dư) với một phân bố nhất định.

Ta tưởng tượng tách ra trong khối điện môi đó một hình hộp nhỏ cạnh dx, dy, dz song song với các trục tọa độ Ox, Oy, Oz (Hình 1.37). Giả sử tại đỉnh $a(x, y, z)$ của hình hộp, vectơ phân cực $\vec{P}$ có các thành phần P_x, P_y, P_z . Khi đó theo (1.95) lượng điện tích âm tại mặt $abcd$ bằng: $P_x dydz$. Đó cũng là lượng điện tích dương qua mặt $abcd$ vào hình



Hình 1.37

hộp. Vì thành phần trên trục x của vector $\vec{P}$ tại mặt efgh bằng $\left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right)$ nên lượng điện tích dương tại mặt efgh là $\left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dydz$. Đó cũng là lượng điện tích dương ra khỏi mặt efgh.

Do đó độ biến thiên của điện tích dương bằng lượng điện tích trong hình hộp theo phương Ox bằng:

$$P_x dydz - \left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dydz = - \frac{\partial P_x}{\partial x} dV,$$

với $dV = dx dy dz$ là thể tích hình hộp. Lập luận tương tự với các cặp mặt adhe và bcfg, ahbg và cdef thẳng góc với các trục Oy và Oz, ta tìm được lượng điện tích dương tổng cộng trong hình hộp khi điện môi bị phân cực bằng:

$$- \left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right) dV.$$

Mật khác điện tích này bằng $\rho' dV$, với ρ' là mật độ khối của điện tích phân cực. Do đó ta có:

$$- \left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right) = \rho'$$

Trong toán học, người ta kí hiệu tổng $\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}$ là đại lượng $\text{div } \vec{P}$ (dive của $\vec{P}$). Vì vậy ta có thể viết:

$$\text{div } \vec{P} = - \rho' \quad (1.96)$$

Như vậy nếu khối điện môi bị phân cực không đều thì ngoài điện tích liên kết mặt, còn xuất hiện điện tích liên kết khối, và các công thức (1.95) và (1.96) giúp ta tìm được mật độ điện tích liên kết mặt và mật độ điện tích liên kết khối. Hiển nhiên là nếu sự phân cực là đồng nhất (đều) thì $\vec{P} = \text{const}$ và, theo (1.96), $\rho' = 0$.

3. Cường độ điện trường tổng hợp trong điện môi

Khi đặt khối điện môi trong một điện trường ngoài $\vec{E}_0$, thì trên mặt giới hạn của nó có xuất hiện các điện tích liên kết trái dấu nhau với mật độ mặt $+\sigma'$ và $-\sigma'$, và trong lòng khối điện môi còn có

thể xuất hiện cả các điện tích liên kết với mật độ khối ρ ; các điện tích này sẽ tạo ra bên trong khối điện môi một điện trường phụ $\vec{E}'$. Do đó cường độ điện trường tổng hợp tại một điểm trong khối điện môi sẽ bằng

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' \quad (1.97)$$

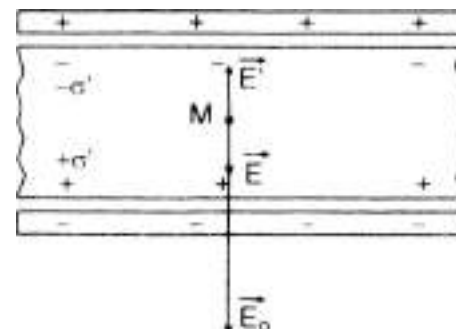
Tùy thuộc vào đặc tính của khối điện môi và của điện trường $\vec{E}_0$, mà điện trường $\vec{E}'$ và do đó, $\vec{E}$ có thể có phương, chiều và độ lớn khác nhau.

a) Liên hệ giữa các cường độ điện trường $\vec{E}$ và $\vec{E}_0$.

Để tìm được mối liên hệ giữa cường độ điện trường tổng hợp $\vec{E}$ trong khối điện môi và cường độ điện trường $\vec{E}_0$ (làm điện môi bị phân cực), ta xét một trường hợp đơn giản: khối điện môi đồng nhất dưới lớp đáy khoảng không gian có điện trường giữa hai mặt phẳng kim loại song song vô hạn tích điện đều nhưng trái dấu nhau, với mật độ mặt $+\sigma$ và $-\sigma$ (xem hình 1.38, trong hình đó, để cho dễ hình dung, ta vẽ mặt giới hạn của khối điện môi không sát hẳn vào các mặt phẳng tích điện). Trong trường hợp này điện trường ngoài $\vec{E}_0$ là điện trường từ mặt phẳng tích điện dương sang mặt phẳng tích điện âm. Dưới tác dụng của điện trường

$\vec{E}_0$, khối điện môi đó bị phân cực, và trên các mặt giới hạn của nó có xuất hiện các điện tích trái dấu với mật độ điện tích mặt $+\sigma'$ và $-\sigma'$. (Không có điện tích liên kết xuất hiện trong lòng khối điện môi). Các điện tích liên kết này tạo ra trong khối điện môi một điện trường phụ $\vec{E}'$ cùng phương nhưng ngược chiều với $\vec{E}_0$. Do đó tại mỗi điểm trong điện môi cường độ điện trường tổng hợp bằng:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$$



Hình 1.38

Vecto $\vec{E}$ cùng phương chiều với $\vec{E}_0$ (vuông góc với phẳng mang điện), và có độ lớn

$$E = E_0 - E$$

Trong lòng khối điện môi các điện tích trung hòa nên có thể tính như cường độ điện trường của hai mặt phẳng song song tích điện với mật độ điện mặt là $-\sigma'$ và $+\sigma$ không, nghĩa là, theo (1.38) và (1.95a), ta có

$$E' = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \chi_e E.$$

Từ đó, theo (1.98)

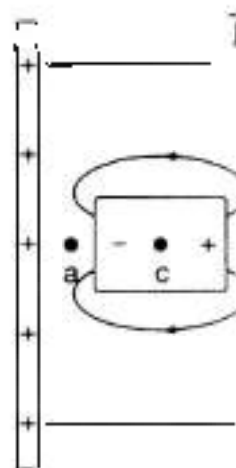
$$E = E_0 - \chi_e E$$

hay

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi_e} = \frac{E_0}{\epsilon},$$

trong đó $1 + \chi_e = \epsilon$ là hằng số phụ thuộc vào tính chất điện môi, được gọi là *hằng số điện môi* của môi trường (hằng số nói đến ở §2). Vì $\chi_e \geq 0$ nên $\epsilon \geq 1$ ($\epsilon = 1$ với chân không).

Từ (1.99) ta thấy: Nếu khối điện môi là đồng nhất hướng thì cường độ điện trường trong điện môi nhỏ hơn cường độ điện trường trong chân không. Kết quả này đã hóa ở một số công thức ở §3. Cần chú ý rằng cường độ E chỉ giảm đi ϵ lần khi khối điện môi đồng nhất chiếm đầy không gian có điện trường. Thực vậy ta biết hai mặt phẳng song song tích điện đều với mật độ $+\sigma$ và $-\sigma$ gây ra cường độ điện trường bằng không ở ngoài vùng giới hạn bởi hai mặt phẳng này. Do đó nếu giữa tấm điện môi và các mặt phẳng kim loại tích điện có một khe hở thì cường độ điện trường tại đó cũng vẫn như khi chưa có tấm điện môi. Điều đó có nghĩa là trong khoảng không khí giữa các mặt kim loại tích điện và mặt điện môi, điện trường chỉ tạo



Hình 1.39

h của các mặt kim loại và bằng $\frac{\sigma}{\epsilon_0}$. Còn tại mặt điện môi

lên trường thay đổi đột ngột và bằng $\frac{\sigma}{\epsilon_0} - \frac{\sigma'}{\epsilon_0}$. Khi khối

đi chiếm một phần diện trường như trên hình 1.39 chẳng
độ điện trường tại điểm ta xét có thể nhỏ hơn hoặc lớn
độ điện trường trong chân không, tại điểm C (bên trong
trong đó điện trường nhỏ hơn E_0 , còn cường độ điện trường
tại A và B thì lại lớn hơn E_0 .

*Liên hệ giữa vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ trong điện môi và vectơ
điện môi $\vec{P}$*

Từ kết quả tổng quát (1.99) ta cũng tìm được mối liên hệ
cảm ứng $\vec{D}$, thường được dùng để đặc trưng cho điện
g điện môi, và vectơ phân cực $\vec{P}$.

Đầu tiên, theo định nghĩa,

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (1.99)$$

với $\epsilon = 1 + \chi_e$ vào đó ta được

$$\vec{D} = \epsilon_0(1 + \chi_e)\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \epsilon_0\chi_e\vec{E} \quad (1.100)$$

$$(1.93) \quad \vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}$$

thức (1.100) biểu thị *định nghĩa tổng quát của vectơ cảm*

. Thực vậy, cần chú ý rằng các công thức $\vec{D} = \epsilon_0\epsilon\vec{E}$ và $\vec{P}$
(1.93) chỉ đúng với điện môi đồng nhất và đẳng hướng. Con
đi hướng, như điện môi tinh thể, thì tại mỗi điểm $\vec{P}$ và
hướng, do đó $\vec{D}$ và $\vec{E}$ không cùng hướng, các công
và (1.93) không áp dụng được và khi đó ta phải dùng công

tác dụng lên điện tích đặt trong điện môi

. ta đã biết: thực nghiệm đã cho thấy lực tương tác
giữa hai điện tích điểm đặt trong môi trường điện môi nhỏ
với đặt trong chân không.

Thực tế, vật mang điện có kích thước xác định, do đó
h lực tác dụng lên vật mang điện đặt trong điện môi là
 $\vec{P}$.

Thật vậy, trong chân không một điện tích q nhỏ đặt trong điện trường $\vec{E}$ chịu một lực tác dụng được xác định theo công thức đơn giản: $\vec{F} = q\vec{E}$. Thế nhưng trong điện môi lực tác dụng lên vật mang điện không thể xác định một cách đơn giản như thế.

Trước hết, khi đặt một vật mang điện vào trong khối điện môi ta phải tạo thành một lỗ hổng trong khối đó. Đối với điện môi lỏng và khí, thì lỗ hổng có dạng vật mang điện. Trên mặt lỗ hổng có xuất hiện các điện tích liên kết. Do đó điện trường tác dụng lên vật mang điện đó nói chung khác với điện trường trong khối điện môi thuần nhất liên tục khi chưa đặt vật mà ta xét ở trên. Còn đối với điện môi rắn, muốn đặt một vật mang điện vào khối điện môi ta phải khoét một lỗ hổng, có hình dạng do ta quyết định; khi đó sự phân bố của các điện tích liên kết tùy thuộc cách ta chọn hình dạng của lỗ hổng và, do đó, lực tác dụng lên vật mang điện trong trường hợp cụ thể là rất khác nhau.

Mặt khác, khi xét điện môi lỏng và khí ta còn phải chú ý đến một hiện tượng nữa, đó là: khi bị phân cực khối điện môi bị biến dạng (hiện tượng này được gọi là *hiện tượng điện giảo*). Thật vậy, ở khối điện môi bị phân cực, các phân tử là các lưỡng cực điện và trong điện trường (nói chung là không đều) các lưỡng cực điện chịu tác dụng của lực điện. Kết quả là ở trong khối điện môi và ở mặt giới hạn giữa khối điện môi và vật mang điện, có xuất hiện lực cơ học, những lực này cũng tác dụng lên vật và làm ảnh hưởng đến độ lớn (và cả phương, chiều) của lực tác dụng lên vật mang điện đặt trong khối điện môi đó.

Tuy nhiên lí thuyết đã chứng minh rằng, khi đặt một quả cầu nhỏ mang điện (coi như điện tích điểm) trong khối điện môi lỏng hay khí, đồng nhất, đẳng hướng và chiếm đầy khoảng không gian có điện trường thì lực tổng hợp (bao gồm cả lực điện trường và lực điện giảo) tác dụng lên quả cầu vẫn được tính bằng công thức $\vec{F} = q\vec{E}$. Đồng thời, khi đó lực tương tác giữa hai quả cầu mang điện đặt trong khối điện môi được xác định bởi công thức

$$\vec{F} = q\vec{E} - \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}.$$

nguyên là lực tương tác Coulomb nhỏ hơn ϵ lần so với trong chân không, đúng như đã tìm được từ thực nghiệm. (Điều đó cũng chứng tỏ rằng, cường độ điện trường E do một quả cầu mang điện đặt trong điện môi đồng chất và đẳng hướng tạo ra nhỏ hơn ϵ lần so với cường độ điện trường do nó gây ra trong chân không, kết quả này cũng có thể thu được dựa vào (1.95a) và (1.97).

d) Hằng số điện môi

– Đối với các điện môi khác nhau, hằng số điện môi ϵ có giá trị tùy thuộc vào thành phần và cấu trúc phân tử của chất, vào tính chất điện của phân tử và mật độ phân tử.

– Thực nghiệm đã cho thấy:

Hằng số điện môi của điện môi khí (ở điều kiện tiêu chuẩn) có giá trị từ 1,000074 (khí heli) đến 1,00065 (khí nitơ), nghĩa là xấp xỉ bằng 1.

Các điện môi lỏng có hằng số điện môi rất khác nhau. Chẳng hạn, ở nhiệt độ 20°C, nước có $\epsilon = 81$; dầu biển thối có $\epsilon = 2,24$; rượu etylic có $\epsilon = 25,7$. Đối với các điện môi rắn ở 20°C hằng số điện môi có giá trị từ 2 (giấy, ébonit...) đến 10 (thủy tinh quang học).

– *Bằng lý thuyết* (Clausius và Mossotti đã tìm được công thức xác định hằng số điện môi của điện môi không cực (còn gọi là *phương trình Clausius - Mossotti*):

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{n_0 \alpha}{3} \quad (1.101)$$

hay
$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{N \alpha}{3}$$

với n_0 là mật độ phân tử; α là hệ số phân cực (xem (1.90)); ρ là khối lượng riêng; μ là khối lượng mol và N là số Avogadro. Phương trình (1.101) đã được thực nghiệm kiểm tra là đúng đối với chất khí trong khoảng biến đổi áp suất khá rộng. Khi giữ cho nồng độ phân tử n_0 không đổi thì ϵ không phụ thuộc vào nhiệt độ, thực nghiệm cũng xác nhận như vậy.

Phương trình (1.101) còn đúng cả với các tinh thể ion, khi đó thay cho α là *hệ số phân cực ion* α_i , đặc trưng cho mức độ khó hay dễ

dịch chuyển ion trong tinh thể khi đặt nó trong điện trường ngoài.

Đối với các điện môi có cực, Debye đã tìm được phương trình (gọi là *phương trình Debye*) xác định hằng số điện môi, có dạng:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{N}{3} \left(\alpha + \frac{P_e^2}{3\epsilon_e kT} \right) \quad (1.102)$$

Từ phương trình Debye ta thấy hằng số điện môi phụ thuộc vào nhiệt độ và giảm khi nhiệt độ tăng. Thực nghiệm đã xác nhận điều đó.

Khi trong khối điện môi có xuất hiện cả 3 dạng phân cực thì hằng số điện môi của nó được tính từ phương trình:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \frac{\mu}{\rho} = \frac{N}{3} (\alpha + \alpha_1 + \frac{P_e^2}{3\epsilon_e kT}) \quad (1.103)$$

(số hạng thứ hai trong ngoặc đơn ứng với sự phân ion, và số hạng thứ ba ứng với phân cực lưỡng cực).

Bằng thực nghiệm, dựa vào các phương trình trên người ta cũng đã tính được cả mômen lưỡng cực phân tử lẫn hệ số phân cực phân tử. Chẳng hạn, đối với nước $p_e = 6,2 \cdot 10^{-30}$ C.m; đối với phân tử HCl $p_e = 3,1 \cdot 10^{-30}$ C.m; đối với phân tử NH_3 $p_e = 4,5 \cdot 10^{-30}$ C.m. Nói chung mômen lưỡng cực của phân tử có cực có độ lớn là cỡ độ lớn của mômen lưỡng cực của hai điện tích điểm $+e, -e$ (e là điện tích nguyên tố) đặt cách nhau vào khoảng 10^{-10} m.

4. Điện trường ở mặt phân cách hai môi trường điện môi

a) Sự biến thiên của điện trường tại mặt phân cách hai lớp điện môi

Để diễn tả điện trường trong các môi trường vật chất ta có thể dùng vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ hoặc vectơ cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ (trong trường hợp môi trường là chân không ta chỉ cần dùng vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$). Để xét chi tiết hơn xem, việc đưa ra vectơ $\vec{D}$ có ý nghĩa gì, ta khảo sát một khối điện môi không đồng nhất (nhưng đẳng hướng) gồm hai lớp điện môi đồng nhất có mặt song song, có hằng số điện môi ϵ_1, ϵ_2 khác nhau, đặt trong một điện trường đều $\vec{E}_0$ (giả sử $\vec{E}_0$ lập với mặt phân cách hai lớp một góc

hạt kỳ hình (1.10a). Như ta đã biết, trên các mặt giới hạn có xuất hiện các điện tích liên kết $-\sigma_1$ và $+\sigma_2$ ($-\sigma_1 < +\sigma_2$). Kí hiệu $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ là các vectơ cường độ điện trường phụ do các điện tích liên kết đó tạo ra trong hai lớp điện môi. Các Vectơ $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ đều vuông góc với mặt phân cách hai lớp điện môi. Vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong hai lớp điện môi là:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

$$\text{vì} \quad \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Coiều các đẳng thức này lan lược trên các phương pháp tuyến và tiếp tuyến với mặt phân cách ta có:

$$E_{tn} = E_{1tn} + E_{2tn}$$

$$E_{tn} = E_{1tn} + E_{2tn} \quad (1.104)$$

$$E_{tn} = E_{1tn} + E_{2tn}$$

$$E_{tn} = E_{1tn} + E_{2tn} \quad (1.105)$$

Vì $E_{1tn} = E_{2tn} = 0$, nên từ (1.105) ta có

$$E_{tn} = E_{2tn}$$

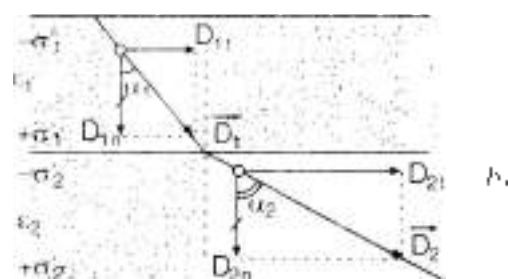
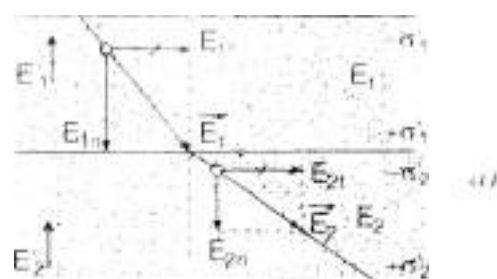
Vậy thành phần tiếp tuyến của vectơ cường độ điện trường tổng hợp biến thiên liên tục khi đi qua mặt phân cách của hai lớp điện môi.

Mặt khác, theo (1.98a) ta có:

$$\vec{E}_{1tn} = \gamma_{12} \vec{E}_{2tn} \quad \text{với} \quad \gamma_{12} = \epsilon_1 - 1$$

Thay vào (1.104), ta rút ra:

$$\vec{E}_{tn} = \frac{\vec{E}_{on}}{\epsilon_1} \quad (1.106)$$



Hình 1.40

Tương tự ta cũng có:

$$\mathbf{E}_{2n} = \frac{\mathbf{E}_{2m}}{\epsilon_2} \quad (1.106a)$$

Từ (1.106) và (1.106a) suy ra:

$$\epsilon_1 \mathbf{E}_{1n} = \epsilon_2 \mathbf{E}_{2n}, \quad \text{hay} \quad \mathbf{E}_{1n} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \mathbf{E}_{2n} \quad (1.107)$$

Vậy thành phần pháp tuyến của vectơ cường độ điện trường tổng hợp biến thiên không liên tục khi đi qua mặt phân cách hai lớp điện môi.

Các kết quả nói trên chứng tỏ rằng đường sức điện trường là không liên tục khi đi qua mặt phân cách.

Bây giờ ta xét các vectơ cảm ứng điện trong hai lớp điện môi $\bar{\mathbf{D}}_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 \bar{\mathbf{E}}_1$, và $\bar{\mathbf{D}}_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 \bar{\mathbf{E}}_2$ (Hình 1.40b).

Chiếu các vectơ đó lên phương tiếp tuyến với mặt phân cách ta có:

$$D_{1t} = \epsilon_0 \epsilon_1 E_{1t}; \quad D_{2t} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_{2t}.$$

Nhưng $E_{1t} = E_{2t}$ nên ta có:

$$\frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}, \quad \text{hay} \quad D_{1t} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} D_{2t} \quad (1.108)$$

Vậy thành phần tiếp tuyến của vectơ cảm ứng điện biến thiên không liên tục khi đi qua mặt phân cách hai lớp điện môi.

Chiếu các vectơ $\bar{\mathbf{D}}_1$, $\bar{\mathbf{D}}_2$ lên phương pháp tuyến với mặt phân cách ta có:

$$D_{1n} = \epsilon_0 \epsilon_1 E_{1n}; \quad D_{2n} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_{2n}.$$

Nhưng $\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}$, nên ta có:

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (1.109)$$

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 $\bar{\mathbf{E}}$ mà cả vectơ cảm ứng điện $\bar{\mathbf{D}}$ cũng thay đổi.

Đối với một khối điện môi không đồng nhất bất kì, ta tưởng

tượng chia nó thành những lớp mỏng tới mức có thể xem mỗi lớp mỏng mỗi là đồng nhất, và tại mỗi phần cách hai lớp cạnh nhau ta cũng có các kết quả như trên.

b) Dạng khác của định lý Gauss cho điện môi

Trong §3, mục 4, ta tìm được biểu thức của định lý Gauss cho điện môi:

$$\int D dS = \sum q_i \quad (1.36)$$

$$\text{hay} \quad \oint E dS = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \sum q_i \quad (1.36a)$$

trong đó $\sum q_i$ là tổng đại số các điện tích bên trong mặt kín. Bởi vì, khi có điện môi thì ngoài điện tích gây ra điện trường, mà ta gọi là *điện tích tự do* (để phân biệt nó với điện tích liên kết), còn có *điện tích liên kết*, nên cần làm rõ hơn về các điện tích có mặt ở bề mặt các công thức (1.36) và (1.36a).

Muốn vậy ta hãy xét điện thông và điện dịch thông qua một phần tử diện tích dS trên mặt phân cách hai lớp điện môi. Ta có:

$$d\Phi_E = E_n dS, \text{ và } d\Phi_D = D_n dS.$$

Theo kết quả ở trên, $D_{1n} = D_{2n}$, do đó $d\Phi_{D1} = d\Phi_{D2}$; điều đó chứng tỏ số đường cảm ứng điện ở trong lớp điện môi ϵ_1 đi tới mặt dS bằng số đường cảm ứng điện đi từ dS vào trong lớp điện môi ϵ_2 . Nói khác đi, *đường cảm ứng điện D qua mặt phân cách hai lớp điện môi không bị gián đoạn*. Trong khi đó, vì $E_{1n} \neq E_{2n}$, nên $d\Phi_{E1} \neq d\Phi_{E2}$; điều đó có nghĩa là số đường sức điện trường E đi tới và đi khỏi dS là không bằng nhau, *đường sức điện trường bị gián đoạn khi qua mặt phân cách hai lớp điện môi*.

Kết quả vừa nêu trên có thể giải thích như sau. Các đường sức điện trường tĩnh E bao giờ cũng xuất phát và tận cùng ở các điện tích (xem §3), kể cả điện tích tự do và điện tích liên kết. Ở mặt phân cách hai lớp điện môi khác nhau, điện tích liên kết (phụ thuộc vào hằng số điện môi của mỗi trường σ hai bên mặt) có độ lớn khác nhau. Vì vậy số đường sức điện trường E sẽ khác nhau ở hai bên

mặt, nghĩa là đường sức điện trường là không liên tục và phụ thuộc vào tính chất của điện môi. Trái lại, đường cảm ứng điện $\vec{D}$ qua mặt phân cách là liên tục, điều đó chứng tỏ đường cảm ứng điện không hề phụ thuộc vào điện tích liên kết xuất hiện ở hai bên mặt đó. Nói cách khác, qua mặt phân cách hai lớp điện môi, mặc dù tại đó có điện tích liên kết, đường cảm ứng điện $\vec{D}$ vẫn liên tục. Trong chương không ta không chú ý đến điều này, vì khi đó chỉ có điện tích tự do, không có điện tích liên kết.

Như vậy các kết quả tìm được ở đoạn 21 nói trên đã cho ta rõ về vai trò các điện tích ở vế phải các công thức của định lý Gauss. Và bây giờ biểu thức của định lý Gauss cho điện môi được viết lại cụ thể như sau:

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = \sum_i q_{tự\ do} = \int_V \rho_{tự\ do} dV \quad (1.110)$$

hay, dưới dạng vi phân (xem §9)

$$\text{div } \vec{D} = \rho_{tự\ do} \quad (1.111),$$

và
$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} (q_{tự\ do} + q_{liên\ kết}) \quad (1.112)$$

$$\oint \vec{E} d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \int_V (\rho_{tự\ do} + \rho_{liên\ kết}) dV$$

hay
$$\text{div } \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} (\rho_{tự\ do} + \rho_{liên\ kết}). \quad (1.113)$$

Trong nhiều trường hợp, nói chung ta chỉ biết sự phân bố các điện tích tự do mà không biết được điện tích liên kết, do đó xác định vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ (dựa vào (1.110)) dễ hơn xác định vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$. Tất nhiên khi biết $\vec{D}$ và biết tính chất điện của môi trường ta cũng có thể tìm được vectơ $\vec{E}$ ở mỗi điểm dựa vào các công thức (1.100) và (1.29).

Điều đó giải thích ý nghĩa của việc đưa ra vectơ $\vec{D}$ để đặc trưng cho điện trường trong điện môi.

c) Sự khúc xạ của đường cảm ứng điện đi qua mặt phân cách hai môi trường điện môi.

Từ các hệ thức ở mặt phân cách hai lớp điện môi (1.108) và (1.109) ta thấy đường cảm ứng điện (và cả đường sức điện trường) bị gãy khúc (khúc xạ) khi đi qua mặt phân cách hai môi trường điện môi. Khi hiệu α là góc giữa pháp tuyến của mặt phân cách với vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ (xem hình 1.37), ta có:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{D_1}{D_2}$$

Do đó, theo (1.108) và (1.109), ta có

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{D_{1n}}{D_{2n}} = \frac{D_{2t}}{D_{1t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (1.114)$$

Công thức này biểu thị *định luật khúc xạ của các đường cảm ứng điện*. Nó chứng tỏ rằng trong điện môi với ϵ lớn thì các đường cảm ứng điện bị lệch xa hơn khỏi pháp tuyến. Định luật khúc xạ của các đường sức điện trường trong môi trường đẳng hướng cũng sẽ như định luật khúc xạ của các đường cảm ứng điện vì trong môi chất điện môi, các Vectơ $\vec{E}$ và $\vec{D}$ có cùng hướng.

5. Tính chất điện đặc biệt của một số điện môi rắn

Ở các đoạn trên ta đã khảo sát tính chất của các điện môi, chủ yếu là điện môi khí và lỏng (không có cấu tạo tinh thể); trong những khối điện môi này các phân tử được sắp xếp hỗn độn và tham gia chuyển động nhiệt hỗn loạn. Còn các điện môi rắn thì nói chung có cấu tạo tinh thể, mạng tinh thể có hình dạng không gian đều đặn và ở các nút mạng là các nguyên tử hay ion. Do cấu tạo như vậy nên các điện môi tinh thể có nhiều tính chất khác hẳn với điện môi khí và lỏng. Nói chung tính chất điện của tinh thể phụ thuộc vào các yếu tố sau: thành phần cấu tạo (từ các nguyên tử trung hòa (liên kết đồng hóa trị) hay từ các ion (liên kết ion)); hình dạng của mạng tinh thể, khoảng cách giữa các nút mạng. Đặc biệt là điện môi đơn tinh thể có đặc tính khác nhau theo các phương khác nhau (*tính dị hướng*). Còn các điện môi đa tinh thể lại có *tính đẳng hướng* do sự sắp xếp hỗn độn của các tinh thể. Dưới đây ta xét một số tính chất và hiện tượng đặc biệt ở các điện môi rắn.

a) Electret

Electret (còn gọi là *điện chám*) là chất điện môi có khả năng

giữ được trạng thái nhiễm điện khá lâu và tạo ra điện trường trong không gian xung quanh. Electret được chế tạo từ các điện môi hữu cơ (parafin, naptalin, êbônit, mica...) và vô cơ (CaTiO_3 , ZnS , CdS , AgCl ...), bằng cách làm rắn lại một hỗn hợp các điện môi do sự nhiệt độ dẻo của nó tới nhiệt độ phong thí nghiệm trong một điện trường mạnh. Khi đó mômen lưỡng cực từng phần một xếp thành hàng, chúng sẽ giữ nguyên vị trí đó cả sau khi hỗn hợp hóa rắn và điện trường ngoài được ngắt đi. Electret được chế tạo ra đầu tiên vào năm 1919. Trên mặt electret có các điện tích phân cực không đối và quanh electret có tồn tại điện trường, giống như quanh nam châm có tồn tại từ trường. Song tác dụng của điện trường quanh electret bị hạn chế, bởi vì, các điện tích tự do thường xuyên tồn tại trong không khí, bị hút về phía mặt ngoài electret và làm trung hòa các điện tích phân cực ở trên mặt đó. Khi đó electret đã bị "phóng điện" và sẽ không gây nên một điện trường ngoài đáng kể.

Electret được dùng để tạo ra điện trường không đổi, dùng trong kĩ thuật điện âm thanh, trong các dụng cụ đo tính điện và nhiều ứng dụng khác.

b) Hiệu ứng hóa điện

Khi nung nóng (hoặc làm lạnh) một số điện môi tinh thể người ta thấy trên bề mặt của tấm điện môi có xuất hiện các điện tích. Hiện tượng này, được gọi là *hiệu hóa điện*, được nhà bác học Nga Epinutx phát hiện đầu tiên năm 1756 khi ông nung tinh thể tuốcmalin. Hiệu ứng này còn được phát hiện ở nhiều hợp chất điện môi như kalitactrat ($\text{K}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot \frac{1}{2}\text{H}_2\text{O}$), amoni tactrat ($(\text{NH}_4)_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6$),

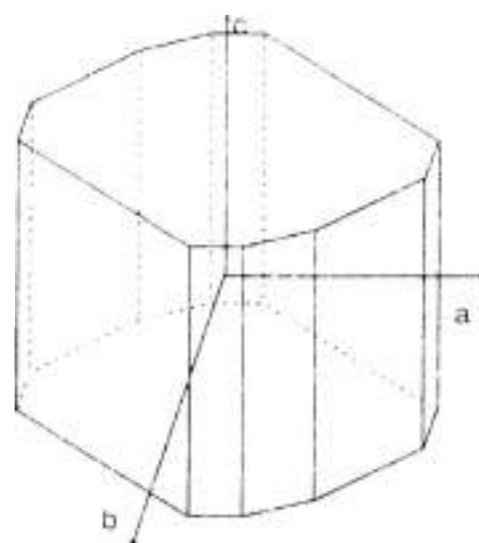
... Khi đó một đầu tấm điện môi sẽ nhiễm điện dương khi nung nóng (hoặc nhiễm điện âm khi làm lạnh). Mức độ nhiễm điện phụ thuộc tốc độ thay đổi nhiệt độ, nhưng thường không vượt quá 1mC/m^2 .

Hiệu ứng này được giải thích như sau. Trong tinh thể tuốcmalin các lưỡng cực phân tử luôn luôn được định hướng dọc theo một trong các trục tinh thể, tức là được phân cực ngay cả khi chưa có điện trường ngoài tác dụng. Nhiều hỗn hợp điện môi cũng có sự phân cực như vậy, song ta ít nhận thấy vì điện trường do chúng tạo ra bị

rất cao (giống như điện trường của electret) do đó chúng bị "phóng điện". Nhưng nếu ta nung nóng tinh thể tazealatin thì, do dần nó như một momen điện của khối điện môi thay đổi và điện trường ngoài, do nó tạo ra thể hiện rõ rệt; hơn nữa các điện tích tự do trong khí quyển không kịp tập hợp lại để làm trung hòa các điện tích phân bố trên mặt khối điện môi. Khi đặt chất hóa điện vào trong điện trường, con quan sát được hiệu ứng ngược lại, tức là nhiệt độ của tinh thể bị thay đổi dưới tác dụng của điện trường.

c) Hiện tượng xenhet - điện

Hiện tượng xenhet - điện được các nhà bác học Nga, đứng đầu là viên sĩ Kursatov phát hiện đầu tiên, từ năm 1930 khi khảo sát từ tính chất điện của muối xenhet $\text{NaKC}_2\text{H}_3\text{O}_5 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ (natri kali bitatrat ngậm nước). Về sau người ta tìm thấy nhiều chất khác cũng có tính chất điện tương tự như muối xenhet và gọi chung những chất đó là những chất xenhet điện, như bari titanat (BaTiO_3), kali dihidrô photphat (KH_2PO_4). Mạng tinh thể của muối xenhet có tính dị hướng (hình 1.41) và các tính chất điện đặc biệt được phát hiện khi điện trường ngoài có hướng dọc theo trục a của tinh thể (được gọi là trục điện).



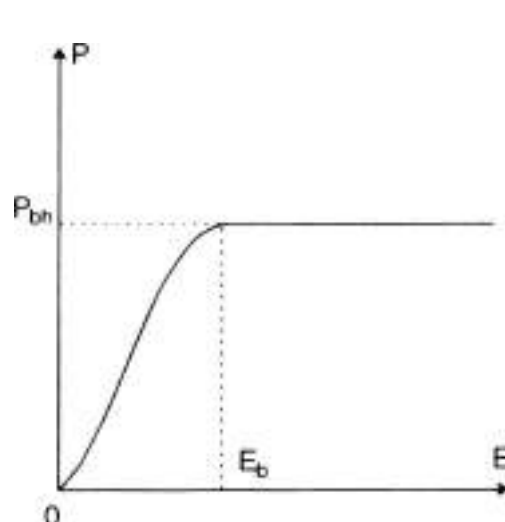
Hình 1.41

Như chung các chất xenhet - điện có các đặc tính sau:

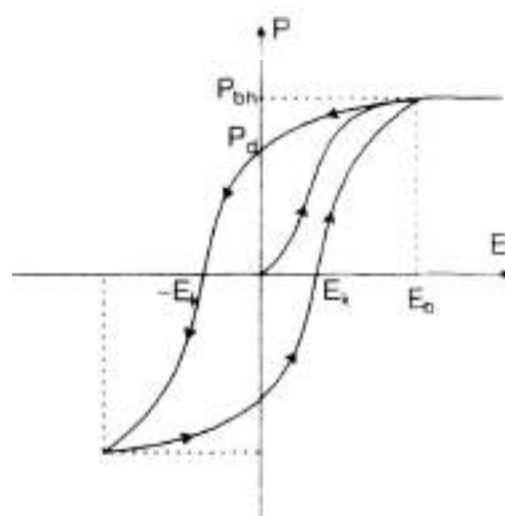
1) Trong một khoảng nhiệt độ xác định, các chất xenhet điện có hằng số điện môi rất lớn, có thể tới 1 vạn hoặc cao hơn nữa. Chẳng hạn, ở lân cận nhiệt độ 120°C hằng số điện môi của bari titanat có giá trị từ 16.000 đến 19.000.

2) Vectơ phân cực $\vec{P}$ (do đó cả vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$) không phụ thuộc tuyến tính vào cường độ điện trường $\vec{E}$, như trên hình 1.42. Ta thấy khi tăng E đến giá trị E_0 thì P đạt giá trị P_{00} , và sau đó P vẫn giữ nguyên giá trị P_{00} dù E có tiếp tục tăng; sự phân cực

điện môi trong xenhet điện đạt tới *trạng thái bão hòa*. Như vậy, chỉ với $E > E_b$, $P = \text{const}$ thì cảm ứng điện $\vec{D}$ mới phụ thuộc tuyến tính vào điện trường ngoài $\vec{E}$. Do đó khi $E < E_b$ hằng số điện môi ϵ không phải là "hằng số" mà là một hàm của điện trường ngoài E .



Hình 1.42



Hình 1.43

3) Với các chất xenhet điện có *hiện tượng điện trễ*, được minh họa ở đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của độ phân cực P vào cường độ điện trường E như trên hình 1.43. Khi tăng cường độ điện trường ngoài E từ giá trị 0, độ phân cực P của khối điện môi tăng một cách phi tuyến và đạt giá trị bão hòa P_{bh} khi $E = E_b$. Nếu sau đó giảm E , thì khi $E = 0$ (điện trường ngoài ngắt đi) P còn giữ giá trị P_d khác không; P_d được gọi là *độ phân cực còn dư*. Điều đó chứng tỏ khi ngắt điện trường ngoài ở chất xenhet điện vẫn còn điện tích phân cực. Muốn khử sự phân cực này ta phải tác dụng lên khối xenhet điện một điện trường có chiều ngược với chiều điện trường ban đầu và khi điện trường này đạt tới giá trị $-E_k$ thì độ phân cực ở xenhet điện mới mất đi; E_k được gọi là *điện trường khử phân cực* (còn gọi là *độ kháng điện*). Nếu cho điện trường ngoài thay đổi tuần hoàn thì độ phân cực của xenhet điện biến thiên theo đường cong kín, gọi là *chu trình điện trễ* (như trên hình 1.43).

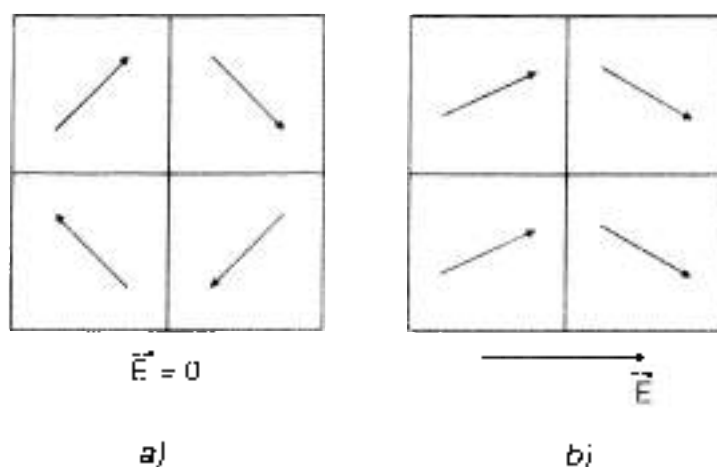
4) Các tính chất xenhet điện nói trên phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ và chỉ xuất hiện trong một phạm vi nhiệt độ nhất định. Với mỗi chất xenhet điện thường có một nhiệt độ T_c , được gọi là *điểm*

Curie, mà nếu nhiệt độ $T > T_c$ thì tính chất xenhet điện mất đi và xenhet điện trở thành điện môi thông thường. Nói khác đi tính chất xenhet điện chỉ xuất hiện ở nhiệt độ dưới điểm Curie. Bari titanat có điểm Curie $T_c = 120^\circ\text{C}$. Nhưng muối xenhet lại có hai điểm Curie là -15°C và $+22,5^\circ\text{C}$, điều đó có nghĩa là muối xenhet chỉ có tính chất xenhet điện trong khoảng nhiệt độ từ -15°C đến $+22,5^\circ\text{C}$.

Nguyên nhân gây nên các tính chất xenhet điện được giải thích như sau. Do đó tương tác đặc biệt mạnh giữa các nguyên tử và phân tử trong mạng tinh thể của chất xenhet điện nên có tồn tại trong khối xenhet điện trạng thái phân cực tự phát. Do đó khối điện môi bị chia thành các vùng tại đó độ phân cực tự phát có cùng một hướng và có mômen điện lớn ngay cả khi không có điện trường ngoài; các vùng này được gọi là *dômen*. Trong điều kiện thông thường, sự phân cực tự phát không thể hiện ra: các dômen được sắp xếp và định hướng sao cho mômen điện toàn phần của điện môi bằng không (hình 1.44a). Sự sắp xếp mômen điện của các dômen như vậy là ứng với năng lượng tương tác cực tiểu.

Khi đặt tấm xenhet

điện trong điện trường, hướng của vectơ phân cực trong mỗi dômen dẫn tới vị trí song song với hướng của điện trường ngoài. Sự sắp xếp lại này càng mạnh khi điện trường ngoài càng lớn (Hình 1.44b). Kết quả là toàn bộ tấm xenhet điện có một mômen điện khác không và tấm điện môi bị phân cực. Các chất xenhet điện



Hình 1.44

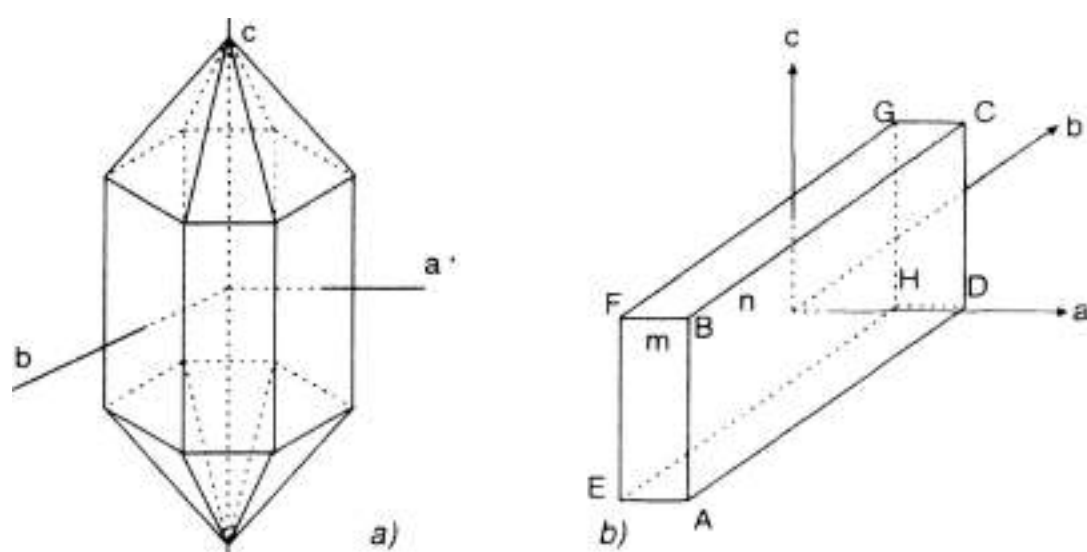
có ứng dụng thực tế rất quan trọng. Nhờ việc chế tạo được các hợp chất điện môi mà thành phần chính là xenhet điện và thêm vào các tạp chất khác nhau mà ta tạo được các tụ điện có kích thước nhỏ, điện dung lớn và phẩm chất tốt. Các tụ điện xenhet còn được dùng để biến điệu tần số (điều tần) các dao động điện từ.

d) Hiệu ứng áp điện

Thí nghiệm chứng tỏ rằng có thể làm phân cực điện mọi một số tinh thể không cần điện trường ngoài mà bằng cách làm biến dạng tinh thể. Hiện tượng này đã được hai nhà vật lý Jacques và Pierre Curie phát hiện ra đầu tiên vào năm 1880 ở tinh thể thạch anh (SiO_2 kết tinh) và gọi là *hiệu ứng áp điện*. Hai ông phát hiện thấy trên các mặt của tinh thể thạch anh xuất hiện các điện tích trái dấu khi tác dụng một ứng suất cơ học (lực kéo hay nén) lên các mặt này. Độ lớn của các điện tích này tỉ lệ với ứng suất đặt vào, thay đổi dấu theo chiều ứng suất và biến mất khi thôi tác dụng ngoại lực. Với lực nén 1 niutơn thì trên các mặt đối diện của tinh thể thạch anh xuất hiện một hiệu điện thế vào khoảng 1mV.

Ngoài thạch anh hiệu ứng áp điện còn phát hiện thấy ở tuômalin, đường, muối xenhet, barititanat, kẽm sunfua. Các chất này đều có mạng tinh thể không có tâm đối xứng.

Ta khảo sát chi tiết hơn hiện tượng này ở tinh thể thạch anh, đó là loại tinh thể có cấu trúc lục giác (xem hình 1.45a), có một trục quang học (trục c) và hai trục điện (a và b). Từ tinh thể ta cắt ra một tấm mỏng có các cạnh song song với các trục (H.145b). Thí nghiệm chứng tỏ rằng:



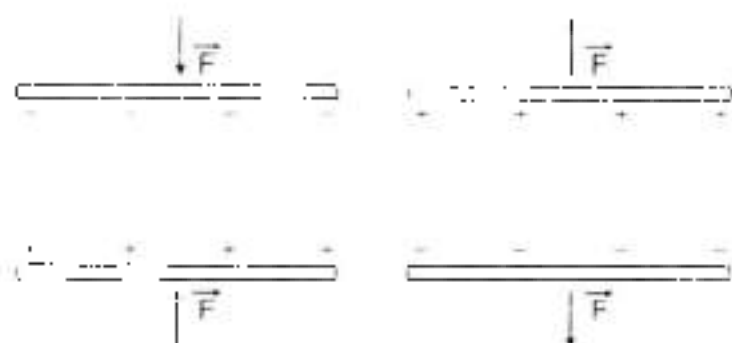
Hình 1.45

Khi nén tấm thạch anh dọc theo trục a thì trên hai mặt vuông góc với trục này (ABCD và EFGH) xuất hiện các điện tích trái dấu, đó là *hiệu ứng áp điện thuận dọc*;

Khi kéo dãn tấm thạch anh dọc theo trục b thì trên các mặt vuông góc với trục này (EFBA và CDHG) xuất hiện các điện tích trái dấu, đó là *hiệu ứng áp điện thuận ngang*;

— Khi kéo hoặc nén dọc theo trục c thì không gây nên hiệu ứng áp điện.

Ngoài hiệu ứng áp điện thuận mà ta nêu ở trên (hình 1.46), còn có *hiệu ứng áp điện ngược ngang* và dọc. Nếu đưa tấm thạch anh vào trong điện trường $\vec{E}$ có hướng dọc theo trục a thì nó bị biến dạng không những theo trục a (hiệu ứng áp điện ngược dọc) mà còn theo trục b (hiệu ứng áp điện ngược ngang), hơn



Hình 1.46

nữa nếu nó bị căng dãn theo trục a thì nó sẽ bị co lại theo trục b và độ biến dạng tỉ lệ với cường độ điện trường đặt vào. Khi thay đổi hướng của điện trường $\vec{E}$ thì đặc trưng biến dạng học theo các trục a và b cũng thay đổi. Nếu dãn hai lá kim loại vào mặt của tấm thạch anh vuông góc với trục a và đặt vào hai lá đó một hiệu điện thế xoay chiều thì tấm thạch anh sẽ bị nén và giãn một cách tuần hoàn (theo phương của trục a và trục b), nghĩa là tấm thạch anh thực hiện dao động cơ học. Sự dao động đó đặc biệt mạnh nếu tần số biến thiên của điện trường bằng tần số dao động riêng.

Ta cần phân biệt *hiệu ứng áp điện ngược* và *hiện tượng điện giao* (đã nói đến điểm c) đoạn 3), đó là sự biến dạng của khối điện môi nói chung khi đặt nó trong điện trường. Trong hiện tượng điện giao, sự thay đổi kích thước của tinh thể (đẩy ra hoặc ngăn lại) là khá

nhỏ, chỉ vào cỡ nanomet khi hiệu điện thế đặt vào tinh thể tăng hàng trăm volt; hơn nữa ở đây độ biến dạng tỉ lệ với hình phương cường độ điện trường và dấu của biến dạng không phụ thuộc vào chiều điện trường, khác với hiệu ứng áp điện. Ngoài ra hiện tượng điện giao không đòi hỏi cấu trúc điện môi xác định, nó xảy ra cả trong điện môi lỏng và khí; trong khi đó hiệu ứng áp điện chỉ quan sát được trong các điện môi rắn mà chủ yếu là trong các tinh thể.

Hiệu ứng áp điện thuận được ứng dụng rộng rãi trong kĩ thuật để biến đổi dao động cơ (âm) thành dao động điện (như trong máy điện thoại, máy thu siêu âm...)... Hiệu ứng áp điện nghịch được ứng dụng để tạo ra các dao động siêu âm (nguồn phát siêu âm), để ổn định dao động điện tử trong các máy thu và phát sóng điện tử...

§6. VẬT DẪN CÂN BẰNG TÌNH ĐIỆN

1) Cấu trúc tinh thể của vật dẫn kim loại

Vật dẫn là vật có các hạt mang điện tự do, các hạt mang điện này có thể chuyển động tự do trong toàn bộ vật dẫn. Ở §1 ta đã biết có nhiều loại vật dẫn (rắn, lỏng, ...). Trong tiết này ta chủ yếu khảo sát 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 sắp xếp theo một trật tự xác định tạo thành mạng tinh thể, và chúng chỉ dao động nhiệt với biên độ rất nhỏ xung quanh các nút mạng. Các electron hoá trị của kim loại (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" (các 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 các mạng tinh thể. Bình thường các electron tự do chuyển động nhiệt hỗn loạn và các ion dương dao động nhiệt xung

quanh một mạng tinh thể. Chuyển động nhiệt của chúng (chuyển động vi mô) không làm ảnh hưởng tới điện trường ("vi mô") ở trong và ngoài vật dẫn. Dưới đây ta khảo sát các tính chất của vật dẫn tĩnh điện và các hiện tượng xảy ra ở vật dẫn trong trạng thái cân bằng tĩnh điện.

2) Điều kiện tổng quát về cân bằng tĩnh điện của vật dẫn

Trong phạm vi tĩnh điện học, muốn các hạt mang điện tự do *nam của bằng* trong vật dẫn cân phải có các điều kiện sau:

a) Vectơ cường độ điện trường tại mọi điểm bên trong vật dẫn phải bằng không $\vec{E}_{in} = 0$ (1.115). Thỏa mãn điều kiện này thì bên trong vật dẫn sẽ không có các dòng hạt mang điện chuyển dời có hướng (đi nhien và các hạt mang điện trong vật dẫn vẫn chuyển động nhiệt hỗn loạn).

b) Thành phần tiếp tuyến $\vec{E}_t$ của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ tại mọi điểm trên mặt ngoài vật dẫn phải bằng không:

$$\vec{E}_t = 0 \quad (1.116)$$

suy ra $\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_t$ là thành phần pháp tuyến của $\vec{E}$). Nói cách khác, tại mọi điểm trên mặt ngoài của vật dẫn vectơ cường độ điện trường (và, do đó, đường sức điện trường) phải vuông góc với mặt vật dẫn.

Thỏa mãn điều kiện này thì trên mặt vật dẫn sẽ không có sự chuyển dời có hướng của các hạt mang điện.

Các điều kiện trên còn được gọi là điều kiện cân bằng tĩnh điện. Sau này ta sẽ thấy rõ hơn bản chất vật lý của các điều kiện nêu trên.

3. Các tính chất của vật dẫn mang điện

Đưa vào điều kiện cân bằng tĩnh điện và các định luật tĩnh điện đã biết, ta có thể tìm được các tính chất sau đây của một vật dẫn mang điện.

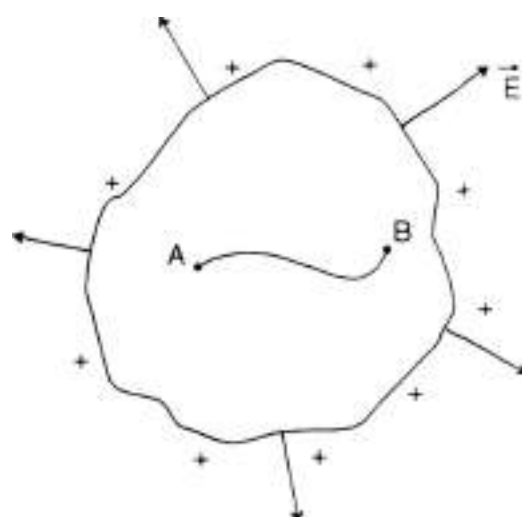
a) *Vật dẫn là một vật đẳng thế*

Xét hai điểm bất kỳ A, B trên một vật dẫn mang điện tích q

giả sử $q > 0$) (Hình 1.47). Hiệu điện thế giữa hai điểm đo, theo (1.46), là:

$$V_A - V_B = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_A^B E_r \cdot ds \quad (1.117)$$

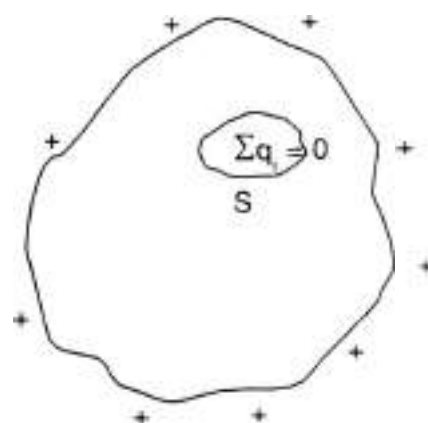
trong đó E_r là hình chiếu của $\vec{E}$ trên phương của chuyển dời $d\vec{s}$. Nếu A, B ở bên trong vật dẫn thì $\vec{E}_{bi} = 0$, do đó theo (1.117) $V_A = V_B$: mọi điểm bên trong vật dẫn đều có điện thế bằng nhau. Nếu A, B ở trên mặt vật dẫn thì $E_t = 0$, nên từ (1.117) ta cũng vẫn có $V_A = V_B$: mọi điểm trên mặt vật dẫn đều có điện thế như nhau. Người ta chứng minh rằng, do tính liên tục của điện thế, điện thế tại một điểm ở sát mặt vật dẫn sẽ bằng điện thế tại một điểm trên mặt vật dẫn. Như vậy điện thế tại mọi điểm của vật dẫn đều bằng nhau. Nói cách khác, vật dẫn cân bằng tĩnh điện là một vật đẳng thế.



Hình 1.47

b) Điện tích q của vật dẫn mang điện 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).

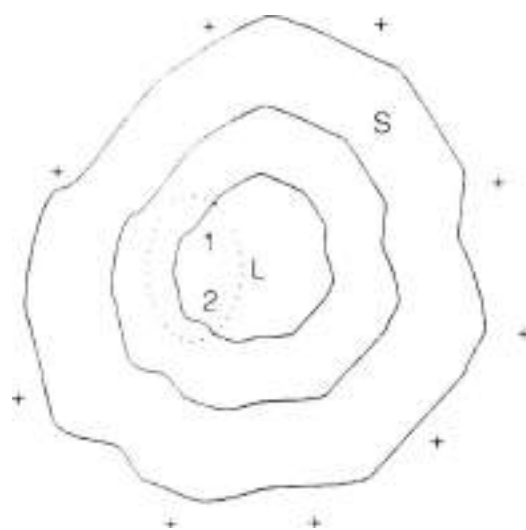
Thực vậy ta tưởng tượng chọn một mặt kín S bất kì trong một vật dẫn đặc (hình 1.48). Áp dụng định lý Gauss $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i$, ta suy ra $\sum_i q_i = 0$.



Hình 1.48

Vì mặt kín S được chọn bất kì nên ta có thể kết luận: tổng đại số các điện tích bên trong vật dẫn bằng không.

Trong trường hợp vật dẫn
như trên hình 1.49, chọn mặt
khi S bao quanh phần rỗng nhưng
không bao toàn trong phần đặc của
vật và áp dụng định lý Gauss, ta vẫn
có $\sum q_i = 0$ tổng đại số điện tích



Hình 1.49

hơn trong mặt S bằng không. Thế
nhưng, liệu từ đó ta có thể cho rằng
trên mặt trong của vật dẫn vẫn có
thể có các điện tích trái dấu ở phần

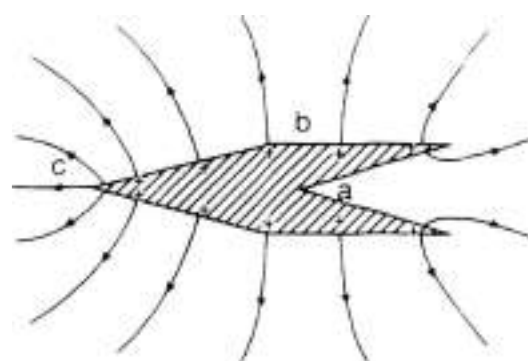
1 là điện tích dương còn ở phần 2 là
điện tích âm, chẳng hạn với tổng
đại số bằng không, được không? Và như vậy ở phần rỗng cường độ
điện trường $\vec{E}$ sẽ khác không? Để làm sáng tỏ điều đó ta xét lưu số
của vectơ $\vec{E}$ theo đường cong 1. $\oint \vec{E} d\vec{l}$ có một phần nằm dọc theo

đường sức của $\vec{E}$ (nếu có) ở phần rỗng và một phần nằm trong phần
đặc của vật. Phần lưu số của $\vec{E}$ bên trong phần đặc thì bằng không
(vì $\vec{E} = 0$), còn phần lưu số trong phần rỗng thì khác không (vì
 $\vec{E} \neq 0$), nghĩa là $\oint \vec{E} d\vec{l} \neq 0$. Thế nhưng kết quả này lại mâu thuẫn

với tính chất thế của trường tĩnh điện (xem (1.48)). Từ đó có thể
khẳng định rằng trên mặt trong của vật dẫn (mặt bao phần rỗng)
không thể có điện tích. Như vậy ta có thể kết luận: *Đối với vật dẫn
rỗng tích điện ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, ở mặt trong phần
rỗng không có điện tích; điện trường ở phần rỗng và trên thành
trong của vật dẫn rỗng cũng luôn luôn bằng không.*

Chính vì vậy mà khi ta đem một quả cầu kim loại mang điện
cho tiếp xúc với mặt trong của một vật dẫn rỗng thì điện tích của
quả cầu đó sẽ được truyền hết ra mặt ngoài của vật dẫn rỗng. Kết
quả này được dùng làm nguyên tắc tích điện cho một vật và do đó
năng điện thế của vật lên rất cao. Đó cũng là nguyên tắc hoạt động
của máy phát tĩnh điện Van der Graff cho phép tạo ra các hiệu điện
thế hàng triệu vôn.

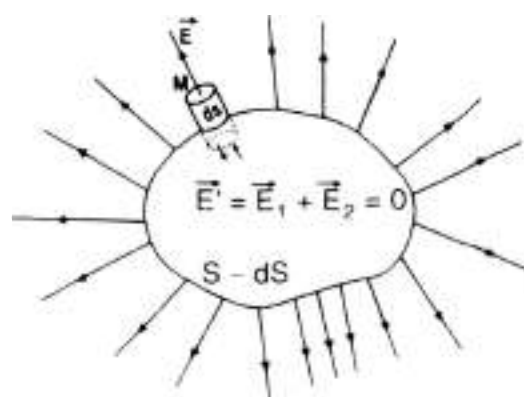
c) Lí thuyết và thực nghiệm đã chứng tỏ sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn chỉ phụ thuộc vào hình dạng của mặt đó. Vì lí do đối xứng trên mặt vật dẫn có dạng mặt cầu, mặt phẳng vô hạn, mặt trụ dài vô hạn v.v... điện tích được phân bố đều. Đối với vật dẫn có hình dạng bất kì, sự phân bố điện tích trên mặt vật dẫn không đều. Trên hình 1.50, có biểu diễn sự phân bố điện tích và điện phổ của một vật dẫn có dạng tương đối phức tạp: ở những chỗ lõm (a) mật độ điện tích là nhỏ nhất, hầu như bằng không; ở những chỗ lồi hơn (b) điện tích được phân bố nhiều hơn; đặc biệt điện tích được tập trung ở những chỗ có mũi nhọn (c).



Hình 1.50

d) Điện trường trên mặt vật dẫn tích điện

+ Tại điểm trên mặt vật dẫn và σ sát mặt vật dẫn vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ do vật dẫn tích điện tạo ra có phương vuông góc với mặt vật dẫn. Để tìm cường độ điện trường E tại điểm M sát trên mặt vật dẫn (hình 1.51) ta áp dụng định lí Gauss và chọn mặt kín Σ hình trụ có mặt xung quanh vuông góc với mặt vật dẫn, một đáy chứa điểm M có diện tích dS song song với bề mặt vật dẫn, còn đáy kia nằm trong vật dẫn. Điện thông qua mặt xung quanh hình trụ bằng không (vì các đường sức song song với mặt đó); điện thông qua mặt đáy ở trong vật dẫn cũng bằng không (vì cường độ điện trường trong vật dẫn bằng không). Như vậy điện thông toàn phần Φ_E qua mặt kín Σ chỉ còn là điện thông qua mặt đáy chứa điểm M, điện thông này bằng $E dS$; do đó $\Phi_E = E dS$. Điện tích bên trong mặt



Hình 1.51

Σ là $q = \sigma dS$. Từ đó, theo định lý Gauss ta có: $E dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma dS$, suy ra

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad \text{hay} \quad \vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n} \quad (1.118)$$

với $\vec{n}$ là vectơ đơn vị vuông góc với bề mặt vật dẫn. Trong công thức (1.118), E là cường độ điện trường ở sát mặt vật dẫn (và trên bề mặt vật dẫn), còn σ là mật độ điện tích mặt trên bề mặt vật dẫn tại điểm ta xét điện trường. Như vậy cường độ điện trường ở những nơi có độ cong lớn (bán kính chính xác nhỏ, xem hình 1.50), tức là những chỗ nhọn, có giá trị rất lớn.

* Ta nhận thấy rằng, so với cường độ điện trường của mặt phẳng vô hạn tích điện đều (với cùng mật độ điện tích σ) thì cường độ điện trường ở sát mặt vật dẫn lại lớn gấp đôi! Kết quả này được giải thích như sau. Ta đã biết mặt phẳng vô hạn tích điện tạo ra điện trường ở cả hai phía của bề mặt. Kí hiệu $\vec{E}_1$ và $\vec{E}_2$ tương ứng là các vectơ cường độ điện trường do các điện tích trên mặt dS (hình 1.51) và trên điện tích còn lại ($S - dS$) của bề mặt vật dẫn tạo ra. Vectơ cường độ điện trường tại điểm sát bề mặt vật dẫn là: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$. Rõ ràng là ở phía ngoài vật dẫn thì $E = E_1 + E_2$, còn ở trong vật dẫn thì $E = -E_1 + E_2$. Vì cường độ điện trường bên trong vật dẫn phải bằng không $E = 0$, nên $E_1 = E_2$, từ đó ta dễ dàng thấy rằng $E = 2E_1 = 2E_2$, hay $E = E_2 = \frac{E}{2} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$. Điều đó có nghĩa là, các điện tích trên điện tích còn lại ($S - dS$) của bề mặt vật dẫn đã tạo ra một điện trường có giá trị $\frac{\sigma}{2\epsilon_0}$, làm triệt tiêu điện trường của dS ở bên trong vật, nhưng nó lại làm cho cường độ điện trường ở ngoài mặt vật dẫn tăng thêm một lượng $\frac{\sigma}{2\epsilon_0}$, tức là bằng $\frac{\sigma}{\epsilon_0}$.

* Cần chú ý thêm rằng, vì các hạt tích điện trên điện tích ($S - dS$) của bề mặt vật dẫn tạo ra tại điện tích dS một điện trường $\vec{E}_2$ có cường độ $\frac{\sigma}{2\epsilon_0}$ nên chúng tác dụng lên điện tích dS một lực đẩy tĩnh điện

$$dF = E_0 dq, \quad \text{với} \quad dq = \sigma dS.$$

$$\text{Suy ra} \quad dF = \frac{\sigma^2 dS}{2\epsilon_0}$$

Lực $d\vec{F}$ hướng theo pháp tuyến ngoài $\vec{n}$ với bề mặt vật dẫn, có khuynh hướng đẩy phần tử dS ra khỏi vật dẫn. Kết quả này là hiển nhiên, vì các hạt tích điện trên bề mặt vật dẫn là cùng dấu và đẩy nhau. Do đó bề mặt vật dẫn mang điện luôn luôn chịu tác dụng của một áp suất tĩnh điện:

$$p = \frac{dF}{dS} = \frac{\sigma^2}{2\epsilon_0} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (1.119),$$

với E là cường độ điện trường ở sát mặt ngoài vật dẫn.

+ Cần nhắc lại rằng một vật dẫn mang điện gây ra tại một điểm bất kì trong không gian xung quanh vật cường độ điện trường $\vec{E}$ và điện thế V được tính bằng các công thức đã nêu ở §3 và §4.

chẳng hạn như, $V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\sigma dS}{r}$ và $\vec{E} = -\text{grad}V$, với r là khoảng cách từ nguyên tố diện tích dS trên bề mặt vật dẫn đến điểm P mà ta xét, và σ là mật độ điện tích mặt tại dS .

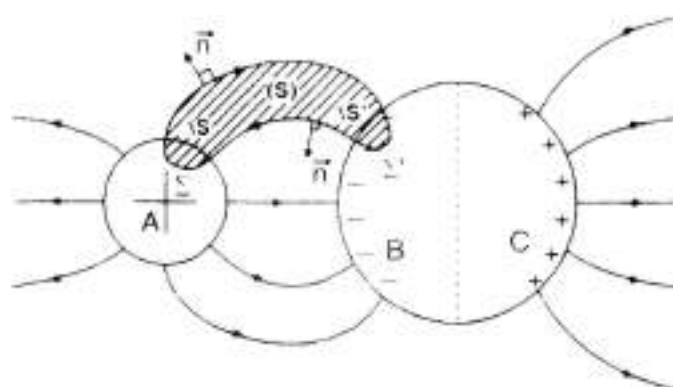
4. Hiện tượng cảm ứng tĩnh điện (điện hưởng)

a) Hiện tượng cảm ứng tĩnh điện

Khi đặt vật dẫn chưa mang điện (BC) trong điện trường ngoài $\vec{E}_0$ (trên hình 1.52, $\vec{E}_0$ là điện trường do một quả cầu kim loại mang điện A gây ra), thì dưới tác dụng của lực điện trường, các 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* (hay *điện tích hưởng ứng*).

Các điện tích cảm ứng tạo ra bên trong vật 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. Khi đo các điện tích cảm ứng sẽ có độ lớn xác định. Đồ dùng 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.



Hình 1.52

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

b) Định lý các phân tử tương ứng

Do hiện tượng cảm ứng tĩnh điện phổ các đường sức của điện trường ngoài đã bị thay đổi. Hình 1.52 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 trên vật BC có quan hệ với nhau. Xét tập hợp đường cảm ứng điện tựa trên chu vi của một phần tử điện tích AS trên vật mang điện A và tới tận cùng trên chu vi của phần tử điện tích AS' trên vật dẫn BC (hình 1.52). Các phần tử điện tích AS và AS' được gọi là các phân tử tương ứng.

Ta tưởng tượng vẽ một mặt kín (S) có mặt bên lặp bởi các đường cảm ứng điện đó (tổng đường cảm ứng điện) và hai mặt Σ , Σ' lấy trong các vật A và (BC). Mặt Σ tựa trên chu vi của AS, mặt Σ' tựa trên chu vi của AS'. Theo định lý Gauss, thông lượng cảm ứng điện qua mặt kín (S) bằng

$$\Phi_{11} = \int_{(S)} D_n \cdot dS = \sum q_i = \Delta q - \Delta q$$

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) thì $D = 0$ (vì $\vec{E} = 0$) do đó $\Phi_{11} = 0$, từ đó suy ra

$$\Delta q' = \Delta q. \quad (1.120)$$

Vậy: điện tích cảm ứng các phần tử tương ứng có độ lớn bằng nhau và trái dấu. Đó chính là nội dung của định lý các phần tử tương ứng, xác định quan hệ giữa điện tích của vật mang điện A và điện tích cảm ứng xuất hiện trên (BC).

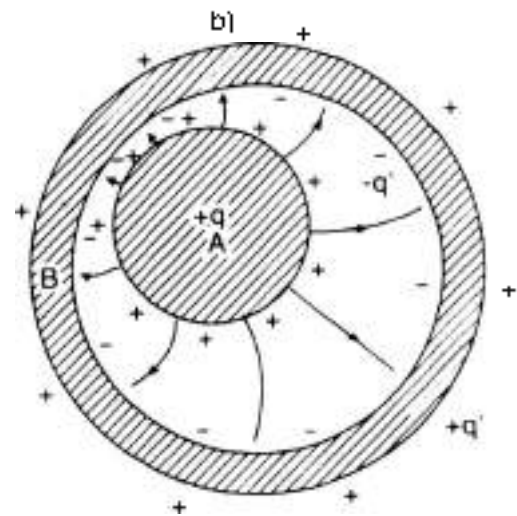
b) Điện hướng một phần và điện hướng toàn phần

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 vật dẫn (BC) (ban đầu chưa mang điện). Trong trường hợp hình 1.52 ta nhận thấy chỉ có một số đường cảm ứng điện xuất phát 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 cảm ứng tĩnh điện được gọi là hiện tượng điện hướng một phần. Áp dụng định lý 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:

$$q' < q \quad (1.121)$$

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

Trong trường hợp hình vẽ 1.53, vật dẫn (BC) bao bọc hoàn toàn vật mang điện A. Vì vậy, toàn bộ đường cảm ứng xuất phát từ A đều tận cùng trên vật dẫn BC; ta có hiện tượng điện hướng toàn phần. Trong trường hợp này, áp dụng định



Hình 1.53

li và các phân tử tương ứng, ta dễ dàng suy ra:

$$q^+ = q \quad (1.122)$$

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

Bằng hiện tượng điện hướng ta có thể tích điện cho một vật dẫn. Thật vậy, điều này có thể thực hiện được bằng nhiều cách khác nhau. Chẳng hạn, bằng cách nối vật đó với đất bằng dây dẫn, để vật đó chịu điện hướng, sau đó ngắt dây dẫn.

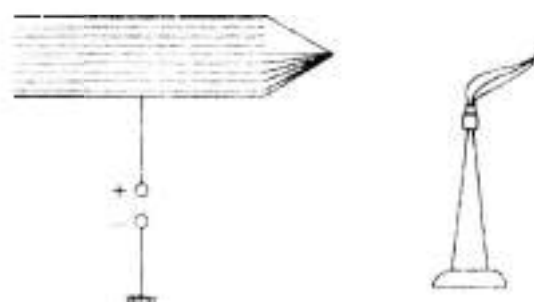
5) Một vài ứng dụng của các hiện tượng tĩnh điện ở vật dẫn

Các quy luật phân bố điện tích và điện trường, điện thế ở trong và ngoài vật dẫn đã xét ở trên là cơ sở của nhiều ứng dụng thực tế trong khoa học và kĩ thuật. Dưới đây ta xét một số ứng dụng quan trọng.

a) Sự phóng điện qua mũi nhọn

Khi vật dẫn có dạng mũi nhọn thì do lực đẩy tĩnh điện, các điện tích trên mặt vật có khuynh hướng rời xa nhau và tập trung nhiều tại các mũi nhọn là nơi ở xa vật dẫn hơn cả, do đó, tại mũi nhọn mật độ điện σ có giá trị lớn, và, theo (1.118), điện trường cạnh mũi nhọn có cường độ đặc biệt lớn. Kết quả này có nhiều ứng dụng trong thực tiễn.

Trước hết ta xét sự phóng điện của các mũi nhọn tích điện. Dưới tác dụng của điện trường mạnh cạnh mũi nhọn, một số ion dương và electron tạo sẵn trong khí quyển do tác dụng ion hóa của bức xạ nhiệt, của ánh sáng, các tia vũ trụ, các 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, làm ion hóa các nguyên tử và phân tử khí trung hòa, làm xuất hiện thêm nhiều ion, electron



Hình 1.54

mũi. Các hạt tích điện cũng dẩu với điện tích trên mũi nhọn bị đẩy ra xa mũi nhọn, các hạt tích điện khác dẩu với điện tích mũi nhọn sẽ bị mũi nhọn hút vào, làm trung hòa hạt điện tích trên mũi nhọn, do đó điện tích trên mũi nhọn mất dần. Đó là *hiệu ứng phóng điện qua mũi nhọn*, còn gọi là *hiệu ứng mũi nhọn*. Trường hợp mũi nhọn tích điện dương, các ion dương bị đẩy ra xa mũi nhọn theo nhiều phân tử không khí, tạo thành một luồng gió gọi là gió điện. Nếu ta đặt cạnh mũi nhọn ngọn lửa của đèn con chẳng hạn thì gió điện sẽ thổi bật ngọn đèn về một phía (Hình 154). Trường hợp mũi nhọn tích điện âm, nếu điện trường mạnh, các electron có thể rời khỏi mũi nhọn kim loại, đó là *sự tự phát xạ electron* (xem chương III).

Trong một số thiết bị tĩnh điện nơi riêng và thiết bị điện nói chung, khi cần tích điện đèn điện thế cao cho một bộ phận của máy bằng kim loại, thì cần phải đảm bảo sao cho bộ phận đó không ở dạng mũi nhọn mà dưới dạng mặt có bán kính cong lớn hoặc mặt cầu.

Trái lại, trong một số trường hợp khác, khi cần tạo ra sự phóng điện ngay từ những điện thế chưa cao, thì cần tạo cho bộ phận phóng điện có dạng mũi nhọn. Định các cột thu lôi là những mũi nhọn phóng điện, nó làm trung hòa bất dẫn điện tích của những đám mây tích điện trong khí quyển, và do đó không dễ xảy ra sét đánh vào công trình. Những đoạn dây kim loại mảnh hoặc thanh kim loại gắn trên thân (hoặc đuôi) máy bay là những mũi nhọn phóng điện, đảm bảo cho máy bay không bị tích điện bất ngờ đến điện thế cao khi nó bay qua các đám mây tích điện (bởi vì sự thay đổi điện thế của thân máy bay làm ảnh hưởng đến hoạt động của các thiết bị điện trên máy bay).

b) Màn điện

Bởi vì điện trường trong hốc rỗng của một vật dẫn luôn luôn bằng không, không tùy thuộc vào điện trường ngoài, nên có thể dùng các hộp kim loại để tạo ra một vùng không gian, mà các thiết bị tĩnh điện đặt trong đó tránh được khỏi mọi ảnh hưởng của trường tĩnh điện bên ngoài. Hộp kim loại rỗng do có vai trò như một màn bảo vệ tĩnh điện, được gọi là *màn chắn tĩnh điện*, gọi tắt là *quan điện*. (Trên

hình 1.55 là một chụp một tia lửa điện từ một phóng vào một khung lưới kim loại và từ nó cũng chiếu xuyên qua lưới trước cách điện phủ v có tia sáng ở dọc trong sân để người lái xe vẫn bình yên về an toàn. Màn điện cũng có tác dụng bảo vệ không gian trong màn khỏi ảnh hưởng của trường điện từ biến thiên (sóng điện từ). Các phép đo điện và thí nghiệm điện chuẩn xác các đặc đất trong các màn điện. Trong các thiết bị điện và điện tử,

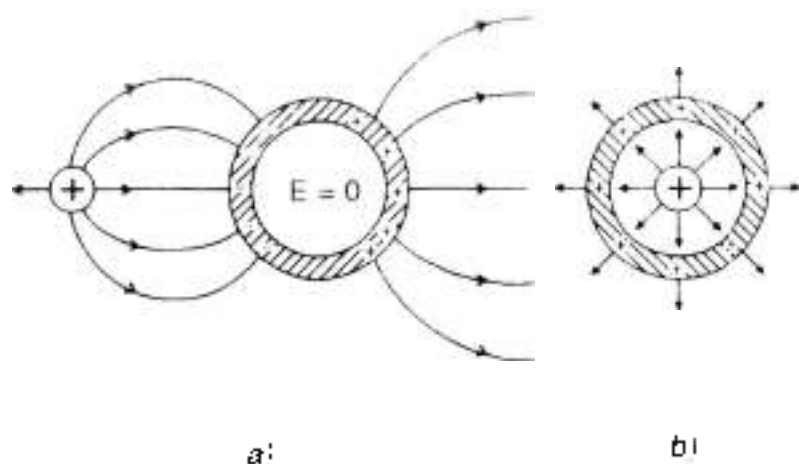


Hình 1.55

người ta dùng màn điện để bảo vệ một số bộ phận hoặc linh kiện. Về cấu tạo, màn điện không nhất thiết phải là một màn kim loại kín hoàn toàn mà chỉ cần làm bằng một lưới kim loại đủ dày (phép tính và thực nghiệm chứng tỏ rằng nếu bề rộng khoảng trống của lưới kim loại là b thì ở các vùng không gian trong lưới cách mặt lưới một khoảng cỡ vài b , thực tế có thể xem mặt lưới như một mặt kim loại kín) nhưng đối với trường điện từ biến thiên (sóng điện từ) với tần số cao thì bề rộng b còn phải nhỏ so với bước sóng λ của sóng điện từ.

Cần chú ý màn điện từ chỉ ngăn chặn được ảnh hưởng của điện trường do các điện tích ở bên ngoài màn điện gây ra đối với không gian giữa trong màn điện (hình 1.56a). Trái lại nếu màn điện không nối với đất thì nó sẽ không ngăn chặn được ảnh hưởng của điện trường do các điện tích trong màn điện tạo ra đối với không gian bên ngoài màn điện. Thật vậy xét một vật dẫn có hốc rỗng dùng làm màn điện, trong hốc rỗng có chứa một vật dẫn tích điện (hình 1.56b). Ta đã biết, điện tích trên mặt ngoài của vật dẫn rỗng không tạo ra điện trường trong hốc rỗng. Như vậy điện trường trong hốc rỗng chỉ cho các vật tích điện đặt trong hốc rỗng tạo ra. Mặt khác do hiện tượng điện hưởng toàn phần, trên mặt trong của hốc rỗng sẽ xuất hiện những điện tích cảm ứng bằng và trái dấu với tổng điện tích của các vật trong hốc rỗng. Nếu vật dẫn dùng làm màn điện trung hòa về điện và không nối đất, thì ở một góc của nó sẽ xuất

hiện các điện tích cảm ứng, bằng và cùng dấu với tổng điện tích các vật chứa trong hốc. Các điện tích cảm ứng trên hai bề mặt trong và ngoài của màn điện được phân bố sao cho điện trường do chúng gây ra bên trong màn điện bằng không.



Hình 1.56

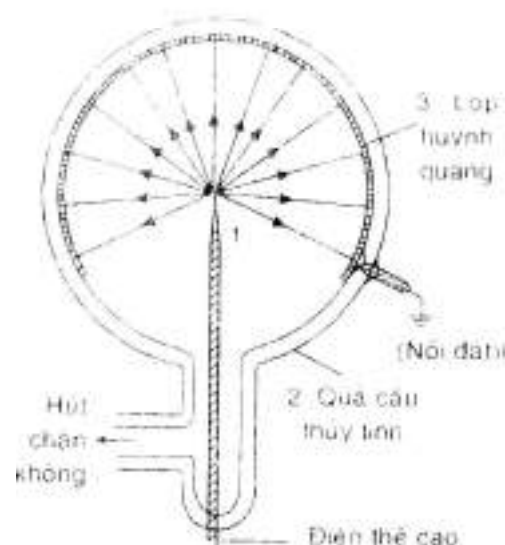
Các đường sức điện trường do hệ điện tích trong hốc rỗng tạo ra, sau khi bị gián đoạn trong lòng vật dẫn, (màn điện), rõ ràng là lại tiếp tục đi ra từ bề mặt màn điện (hình 1.56b). Điện trường bên ngoài màn điện phụ thuộc cả vào hệ điện tích trong hốc rỗng lẫn hình dạng bên ngoài của màn điện. Còn nếu trên vật dẫn dùng làm màn điện, ngoài điện tích cảm ứng nói trên còn chứa thêm những điện tích khác thì điện trường bên ngoài màn điện sẽ là điện trường tổng hợp của hai trường: điện trường của vật dẫn trung hòa bị điện hưởng (xét ở trên) và điện trường của vật dẫn tích điện cô lập.

Thế nhưng, nếu ta nối màn điện với đất, thì điện trường ngoài màn điện sẽ bằng không. Khi đó màn điện sẽ bảo vệ cho không gian bên ngoài màn điện khỏi bị ảnh hưởng của điện trường do hệ điện tích trong hốc rỗng tạo ra. Trong các thiết bị điện tử người ta thường nối các màn điện với đất, nhằm ngăn ngừa ảnh hưởng của các khối đã được bảo vệ đối với các khối hoặc thiết bị khác không được bảo vệ hoặc chưa được bảo vệ chu đáo.

c) Kính hiển vi ion

Dựa vào điện trường mạnh cạnh mũi nhọn năm 1951 Muller đã chế tạo kính hiển vi trường - ion, gọi tắt là kính hiển vi ion, là thiết bị đầu tiên cho phép con người "thấy" được đến từng nguyên tử. Cấu tạo của kính hiển vi ion vô nguyên tắc như trên hình 1.57, gồm các

to, phần rìa của mũi nhọn (1) có đường kính nhỏ hơn 0,1 μm , đặt tại trung tâm của tinh thể tinh hình cầu (2) đã hút hết không khí và chứa một ít khí heli, mặt trong hình cầu có phủ một lớp màng huỳnh quang dẫn điện (3). Giả sử mũi nhọn có điện thế dương rất lớn so với lớp huỳnh quang, cường độ điện trường cạnh mũi nhọn có thể đạt tới $3 \cdot 10^4$ V/m các đường sức xuất phát từ mũi nhọn và kết thúc ở lớp huỳnh quang. Dưới tác dụng của điện trường cực mạnh cạnh mũi nhọn, một số nguyên tử khí heli bị ion hóa và trở thành ion dương. Các ion này chuyển động dọc theo đường sức đến đập vào lớp huỳnh quang tạo ra những vết sáng. Sự ion hóa nguyên tử heli xảy ra mạnh nhất ở cạnh vùng đỉnh nhọn của nguyên tử hay ion kim loại trên bề mặt mũi nhọn. Vì vậy các vết sáng trên màn huỳnh quang là ảnh các nguyên tử hay ion tham gia cấu trúc trên mặt mũi nhọn kim loại. Kính hiển vi ion có khả năng phân giải cỡ vài $\text{\AA}$ (nghĩa là cho phép phân biệt được các điểm trên mặt mũi nhọn cách nhau vài $\text{\AA}$), hệ số phóng đại của kính đạt đến $3 \cdot 10^4$ lần tức là hàng chục lần lớn hơn hệ số phóng đại của kính hiển vi điện tử tốt nhất.



Hình 1.57

4. Điện dung và năng lượng của vật dẫn cô lập

Mọi vật dẫn được gọi là *cô lập về điện* (gọi tắt là *cô lập*) nếu gần nó không có một vật nào khác có thể gây ảnh hưởng tới sự phân bố điện tích trên bề mặt của nó.

a) Điện dung của vật dẫn cô lập

Giả sử ban đầu vật dẫn cô lập chưa tích điện, và bằng cách nào đó ta truyền cho vật một điện tích Q (dương hoặc âm). Khi đó, như ta đã biết, điện tích Q được phân bố trên bề mặt vật dẫn với mật độ mặt σ sao cho điện trường bên trong vật bằng không; Khi đó vật dẫn có điện thế bằng V . Nếu ta tiếp tục truyền cho vật thêm một

điện tích Q nữa, thì điện tích thứ hai này lại được phân bố trên bề mặt vật dẫn giống hệt như sự phân bố của điện tích thứ nhất (nếu không như vậy thì điện trường bên trong vật dẫn sẽ khác không!). Vì vậy bây giờ mật độ điện tích trên bề mặt vật dẫn được tăng lên thành gấp đôi. Bởi vì điện thế gây ra bởi một điện tích điểm tỉ lệ với điện tích đó và điện thế gây ra bởi một hệ điện tích điểm bằng tổng điện thế gây ra bởi từng điện tích điểm của hệ nên ta có thể kết luận là bây giờ điện thế của vật bằng $2V$.

Như vậy, khi điện tích của vật dẫn có lắp tăng lên thành gấp đôi thì điện thế của nó cũng tăng lên thành gấp đôi. Nói khác đi, *điện thế V của vật dẫn có lắp luôn luôn tỉ lệ thuận với điện tích Q của nó*, nghĩa là ta có thể viết:

$$Q = CV, \text{ hay } C = \frac{Q}{V} \quad (1.124)$$

trong đó C là một hệ số tỉ lệ được gọi là điện dung của vật dẫn có lắp. Điện dung đặc trưng cho khả năng tích điện của vật dẫn và phụ thuộc vào hình dạng, kích thước của vật, và vào tính chất của môi trường cách điện bao quanh vật dẫn. Theo (1.123), điện dung của một vật dẫn có lắp là một đại lượng vô giá trị bằng điện tích cần truyền cho vật dẫn để điện thế của nó tăng lên 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.

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

$$1 \text{ fara} = \frac{1 \text{ cu lông}}{1 \text{ vôn}}.$$

Trong thực tế người ta thường dùng các đơn vị khác của fara là microfara (μF) và picôfara (pF):

$$1\mu F = 10^{-6}F; \quad 1pF = 10^{-12}\mu F = 10^{-18}F.$$

Áp dụng công thức (1.123) có thể tìm được biểu thức tính điện dung của vật dẫn. Để làm ví dụ ta xét vật dẫn là một quả cầu kim loại bán kính R , đặt trong môi trường đồng nhất có hằng số điện môi ϵ . Ta đã biết, điện tích Q của quả cầu được phân bố đều trên bề mặt và điện thế V của quả cầu được xác định bởi công thức (1.71):

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

Từ đó, theo (1.123) :

$$C = \frac{Q}{V} = 4\pi\epsilon_0 R. \quad (1.124)$$

Công thức (1.124) cho phép ta suy ra đơn vị của hằng số điện ϵ_0 trong hệ SI là fara trên mét, kí hiệu là $\frac{F}{m}$.

Ta thấy rằng nếu trong (1.124) ta cho $C = 1F$ thì ta có $R = 9.10^9 m$, nghĩa là miền có điện dung bằng $1F$ thì quả cầu kim loại phải có bán kính lớn gấp khoảng 1.500 lần bán kính Trái Đất !

b) Thế năng của vật dẫn tích điện cô lập

Vật dẫn tích điện cô lập có một thế năng (điện). Để tìm thế năng (năng lượng điện) của vật ta chia vật thành từng điện tích điểm dq và áp dụng công thức (1.83) :

$$W = \frac{1}{2} \int V dq = \frac{V}{2} \int dq = \frac{VQ}{2} \quad (1.125)$$

Theo (1.123) ta cũng có thể viết :

$$W = \frac{VQ}{2} = \frac{CV^2}{2} = \frac{Q^2}{2C} \quad (1.125a)$$

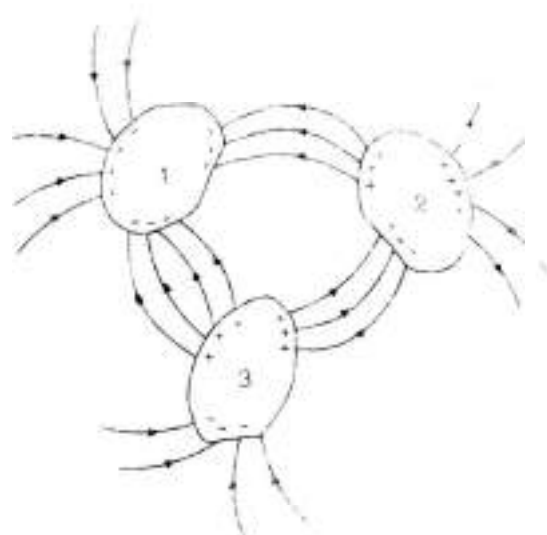
§7. TỤ ĐIỆN

1) Hệ vật dẫn tích điện cân bằng

Xét một hệ gồm ba vật dẫn tích điện ở trạng thái cân bằng tĩnh điện, có điện tích và điện thế lần lượt bằng q_1, q_2, q_3 và V_1, V_2, V_3 (hình 1.58). Do hiện tượng điện hưởng, khi điện tích hoặc điện thế của một trong ba vật dẫn đó thay đổi, thì điện thế và điện tích của hai vật kia cũng sẽ thay đổi theo. Nói cách khác, giữa điện thế và điện tích của các vật dẫn ấy có mối liên hệ xác định. Ta đã biết :

đối với một vật dẫn cô lập, mối liên hệ giữa điện tích và điện thế, là liên hệ tuyến tính $Q = CV$ (1.123). Vì vậy, đối với các hệ các vật dẫn, liên hệ giữa điện tích và điện thế cũng là liên hệ tuyến tính và ta có các công thức giống như (1.123):

$$\begin{aligned} q_1 &= C_{11}V_1 + C_{12}V_2 + C_{13}V_3 \\ q_2 &= C_{21}V_1 + C_{22}V_2 + C_{23}V_3 \\ q_3 &= C_{31}V_1 + C_{32}V_2 + C_{33}V_3 \quad (1.126) \end{aligned}$$



Hình 1.58

Các hệ số C_{11} , C_{12} , C_{33} chính là các điện dung của các vật dẫn 1, 2, 3, còn các hệ số C_{21} , C_{31} ... C_{32} được gọi là *hệ số điện hướng*, biểu thị hiện tượng điện hướng giữa các vật trong hệ. Các hệ thức (1.126) ở trên có thể dễ dàng mở rộng cho trường hợp hệ gồm n vật dẫn.

2) Tự điện. Tự điện là trường hợp đặc biệt của hệ vật dẫn

Tự điện là một hệ hai vật dẫn đặt cách điện với nhau sao cho giữa chúng xảy ra hiện tượng điện hướng toàn phần

Hai quả cầu kim loại đồng tâm là một thí dụ tiêu biểu về tự điện (*tự điện cầu*). Hai mặt phẳng dẫn điện đặt song song cũng có thể coi là một tự điện (*tự điện phẳng*) nếu khoảng cách giữa chúng là nhỏ so với kích thước của chúng. Hai hình trụ dẫn điện đồng trục cũng có thể coi là tự điện (*tự điện trụ*) nếu chiều dài của chúng là lớn so với khoảng cách giữa chúng. Hai vật dẫn tạo nên tự điện gọi là *các bản* (còn gọi là *cốt*) của tự điện. Do hiện tượng điện hướng toàn phần, các đường sức bắt đầu từ một bản và tận cùng ở bản kia của tự điện, nên điện tích ở trên hai bản là bằng nhau về trị số và khác dấu nhau (điều này cũng có thể chứng minh dễ dàng bằng cách áp dụng định lý Gauss)

Ta gọi *điện tích của tự điện* là giá trị tuyệt đối của điện tích trên một bản của tự điện. Để tích điện cho tự điện ta nối hai bản của nó với hai cực của nguồn điện (thí dụ pin, ắc quy), khi đó do điện hướng toàn phần, các điện tích trái dấu sẽ xuất hiện trên hai bản

3. Điện dung của tụ điện

Gọi q_1, q_2, V_1, V_2 lần lượt là điện tích và điện thế của hai bản A và B của tụ điện. Theo (1.126) ta có

$$\begin{aligned}q_1 &= C_{11}V_1 + C_{12}V_2 \\q_2 &= C_{21}V_1 + C_{22}V_2\end{aligned}\quad (1.127)$$

với $q_1 + q_2 = 0$. Ta tìm hệ thức giữa các hệ số $C_{11}, C_{12}, C_{21}, C_{22}$. Do tính đối xứng $C_{12} = C_{21}$. Nếu nối bản B với đất, ta có $V_2 = V_{đất} = 0$ (nguồn điện thế tự do, theo (1.127) và (1.128))

$$q_1 + q_2 = (C_{11} + C_{21})V_1 = 0,$$

suy ra $C_{11} + C_{21} = 0$ (1.129)

Một cách tổng quát, khi nối hai bản với nguồn điện,

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

Từ (1.129) suy ra

$$C_{12} + C_{22} = 0 \quad (1.130)$$

Như vậy, ta có các hệ thức:

$$C_{11} = C_{22} = -C_{12} = -C_{21} \quad (1.131)$$

Đặt $C_{11} = C_{22} = C > 0,$

$$C_{12} = C_{21} = -C < 0 \quad (1.132)$$

các hệ thức (1.127) trở thành $q_1 = C(V_1 - V_2)$ và $q_2 = -C(V_1 - V_2)$ (1.133) C được gọi là *điện dung của tụ điện*, là một đại lượng đặc trưng cho tụ điện. Đặt $q = q_1 = |q_2|$ là điện tích tụ điện, ta có điện dung của tụ điện là

$$C = \frac{q}{V_1 - V_2} \quad (1.134)$$

(Nó có dạng tương tự như (1.123)).

Điện dung của tụ điện là đại lượng đặc trưng cho khả năng tích điện của tụ điện và được đo bằng thương số của điện tích của tụ điện và hiệu điện thế giữa hai bản tụ điện

Điện dung của một tụ điện phụ thuộc vào hình dạng, kích thước, ... và tương đối của các bản và vào môi trường giữa hai bản.

4) Tính điện dung của một số tụ điện

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 1.59). 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 là đều, giống như điện trường gây ra bởi hai mặt phẳng song song vô hạn có mật độ điện tích bằng nhau nhưng trái dấu. Theo (1.70a) hiệu điện



Hình 1.59

thế giữa hai bản bằng $V_1 - V_2 = \frac{d\sigma}{\epsilon_0} = \frac{dQ}{\epsilon_0 S}$, với $\sigma = \frac{Q}{S}$ là 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

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \quad (1.135)$$

b) Tụ điện cầu

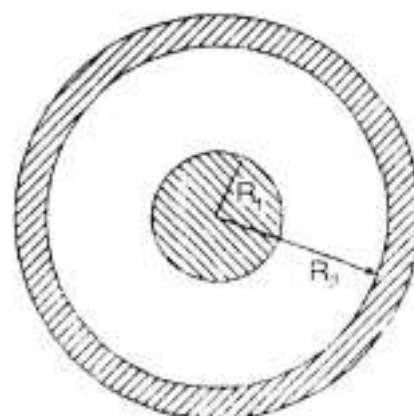
Hai bản tụ điện là hai mặt cầu kim loại đồng tâm bán kính R_1 và R_2 (bao bọc lẫn nhau) (Hình 1.60)

Hiệu điện thế giữa hai bản, theo (1.71a), bằng

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

Điện dung của tụ điện cầu là

$$\begin{aligned} C &= \frac{Q}{V_1 - V_2} = \\ &= \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1} \quad (1.136) \end{aligned}$$

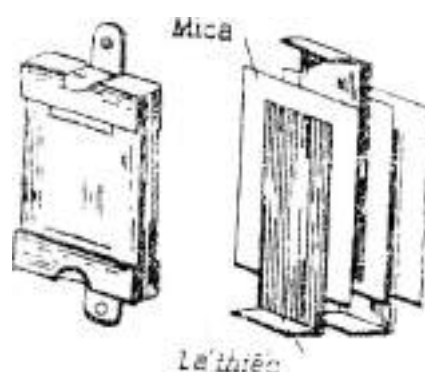


Hình 1.60

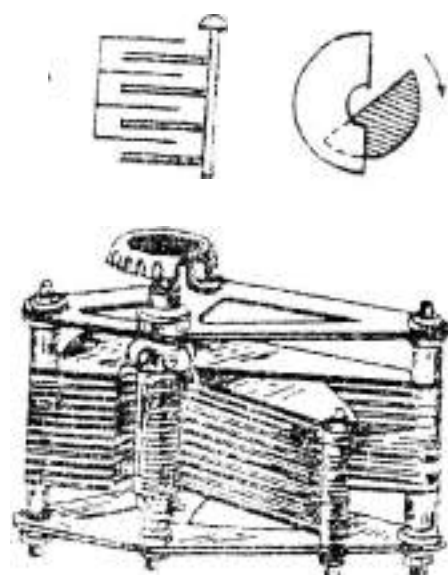
c) Qua các kết quả tính toán ở trên ta thấy hiệu dụng của tụ điện là hệ thống các khoảng cách giữa các bản có độ dày $R_1 - R_2$. Tuy nhiên, với một chất điện môi xác định giữa hai bản tụ không thể tăng hiệu dụng của tụ điện bằng cách giảm các khoảng cách giữa hai bản được; bởi vì, khi đó điện trường giữa hai bản sẽ rất lớn làm cho các điện môi giữa hai bản trở thành dẫn điện, điện tích trên hai bản sẽ phóng qua lớp điện môi của tụ điện, kết quả ta có *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 cho định của tụ điện. Hiệu điện thế lớn nhất mà một tụ điện có thể cho được mà không bị đánh thủng được gọi là *hiệu điện thế đánh thủng*.

3) Các tụ điện thường dùng trong kĩ thuật

a) *Tụ điện giấy* thay *tụ điện mica* là hai hệ thống là kim loại (thường bằng nhôm riêng biệt) đặt xen kẽ nhau như hình 1.61. Như vậy tụ điện sẽ là một hệ gồm nhiều tụ điện mắc song song với nhau. Có người lại người ta lại đem một tờ giấy tẩm parafin hoặc đem mica, cũng làm chất điện môi. Hai hệ thống là trên thường được quấn chặt để tụ điện có kích thước nhỏ. Điện dung của loại tụ điện này có thể đạt tới 10^{-2} μF với hiệu điện thế đánh thủng khoảng vài trăm volt.



Hình 1.61



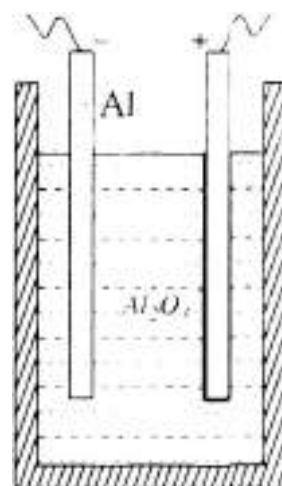
Hình 1.62

b) Tự điện không khí có điện dung thay đổi được

Tự điện gồm hai hệ thống bán kim loại (thường có hình bán nguyệt) riêng biệt đặt xen lên nhau trong không khí như hình 1.62. Các bán kim loại thuộc cùng một hệ thống được nối với nhau bằng một thanh dẫn điện và tự điện cũng là một bộ gồm nhiều tự điện mắc song song với nhau. Một trong hai hệ thống bán được gắn cố định, còn một hệ thống bán có thể quay xung quanh một trục. Khi hệ thống bán này quay xung quanh trục, thì diện tích đối diện của hai hệ thống bán thay đổi, điện dung của tự điện sẽ biến thiên. Loại tự điện này thường được dùng trong các thiết bị điện tử (còn gọi là tự xoay).

c) Tự điện điện phân (tự hóa)

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 (hình 1.63). Sau khi điện phân, trên điện cực dương ta thu được một lớp nhôm oxit (Al_2O_3) trong suốt, cách điện và có bề dày khoảng 2 μm . Như vậy khi cắt khỏi nguồn điện, ta đã có một tự điện mà một bán là điện cực dương Al, một bán dung dịch điện phân và vỏ đựng dung dịch, còn chất điện môi là lớp nhôm oxit rất mỏng trên điện cực dương Al.



Hình 1.63

Vì lớp nhôm oxit có bề dày rất nhỏ (cũng chính khoảng cách d giữa hai bán tụ điện), nên tự điện điện phân là một trong những loại tự điện có điện dung rất lớn. Với kích thước không lớn lắm, điện dung của tự 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 oxit). Tuy nhiên, tự 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, bán dương Al phải được nối với cực dương của nguồn điện; nếu nối bán dương Al với cực âm, lớp nhôm oxit sẽ bị phá hủy, các bán bị ngắn mạch, tự điện sẽ bị hỏng.

6. Ghép các tụ điện

Khi hiệu điện thế giữa các bản của tụ được lớn quá, tụ điện có thể bị hỏng do sự xuất hiện tia lửa điện dưới tác dụng của điện trường lớn. Vì thế tụ điện được đặc trưng bằng điện dung của nó và tổng giá trị hiệu điện thế cực đại mà nó chịu được. Khi sử dụng các tụ điện, người ta thường phải ghép chúng thế nào để đạt được giá trị điện dung và hiệu điện thế làm việc thích hợp. Ta có hai cách ghép chính là ghép song song và ghép nối tiếp.

a) Ghép song song các tụ điện

Ta có n tụ điện mắc song song với nhau (H.1.64) mắc vào nguồn có hiệu điện thế $V_1 = V_2$.

Ta có

$$q_1 = C_1(V_1 - V_2)$$

$$q_2 = C_2(V_1 - V_2)$$

$$q_i = C_i(V_1 - V_2)$$

Tổng điện tích của cả hệ tụ điện là:

$$\begin{aligned} Q &= q_1 + q_2 + \dots + q_n \\ &= (V_1 - V_2)(C_1 + C_2 + \dots + C_n) \end{aligned}$$

Hình 1.64

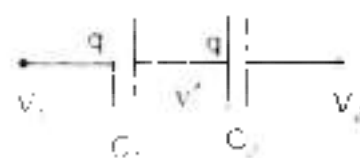
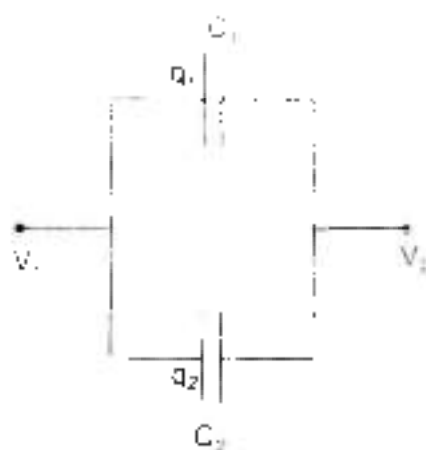
Vậy điện dung tương đương của bộ tụ điện là:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = C_1 + \dots + C_n = \sum_{i=1}^n C_i \quad (1.37)$$

b) Ghép nối tiếp các tụ điện

Ta có 2 tụ điện mắc nối tiếp với nhau (H.1.65) và mắc vào nguồn điện có hiệu điện thế $V_1 = V_2$. Do hiện tượng điện hưởng toàn phần trên mỗi tụ điện đều có điện tích có giá trị là q .

Hiệu điện thế trên từng tụ điện là



Hình 1.65

$$V_1 = V = \frac{q}{C_1} \quad ; \quad V = V_2 = \frac{q}{C_2}$$

Hiệu điện thế hai đầu của bộ tụ điện là $V_1 = V_2$:

$$V_1 = V_2 = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} = q\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)$$

Vậy điện dung tương đương của bộ tụ điện mắc nối tiếp được xác định bởi:

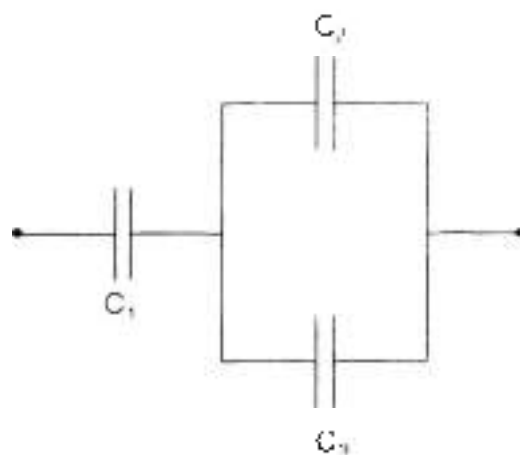
$$\frac{1}{C} = \frac{V_1 + V_2}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Nếu ta có n tụ điện mắc nối tiếp thì làm tương tự, ta có:

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i} \quad (1.138)$$

Ta thấy khi mắc các tụ điện nối tiếp thì điện dung của cả bộ bé hơn điện dung của mỗi tụ điện riêng biệt, đồng thời hiệu điện thế trên mỗi tụ điện cũng bé hơn hiệu điện thế ở hai đầu của hệ.

Trong thực tế, nhiều khi người ta ghép các tụ điện theo cách ghép hỗn tạp (1.166). Điện dung của hệ tụ điện mắc hỗn tạp được tính từ các công thức (1.137) và (1.138).



Hình 1.66

§8. NĂNG LƯỢNG ĐIỆN TRƯỜNG

1) Năng lượng của một tụ điện đã tích điện

Ta đã biết một hệ điện tích bất kì có dự trữ một năng lượng. Năng lượng đó chính bằng công đã thực hiện để thiết lập nên hệ điện tích. Ta hãy xét năng lượng của một tụ điện có điện dung C đã được tích điện.

Khi ta tích điện cho tụ điện bằng cách nối hai bản của nó với một nguồn điện, thì nguồn điện thực hiện công để đưa các điện tích đến các bản của tụ điện. Tại một thời điểm nào đó trong quá trình tích điện, điện tích trên các bản là q và hiệu điện thế giữa hai bản là $u = \frac{q}{C}$. Nếu nguồn tiếp tục đưa thêm đến các bản một điện tích dq thì

công mà nguồn phải thực hiện để thắng lực tĩnh điện là: $dA = u dq =$

$\frac{q}{C} dq$. Công toàn phần phải thực hiện để đưa tích trên các bản bằng Q và hiệu điện thế giữa hai bản bằng $U = CU$, là:

$$A = \int dA = \int_0^U C u du = \frac{1}{2} CU^2$$

Công này biến thành thế năng của bộ điện tích trên các bản, do vậy chính là năng lượng W của tụ điện sau khi được tích điện. Ở đây, năng lượng này sẽ được giải phóng ra hoàn toàn khi tụ điện phóng điện.

Như vậy năng lượng của tụ điện có biểu thức sau đây:

$$W = A = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{Q^2}{2C} = \frac{QU}{2} \quad (1.139)$$

Tụ điện có khả năng tích điện và dự trữ năng lượng, vì thế nó được ứng dụng rộng rãi trong kĩ thuật điện và điện tử.

2) Năng lượng điện trường

Ta đã thấy, một tụ điện khi được tích điện, cũng như một lò được tích bất kì, có một năng lượng xác định. Vì thế một vấn đề tự nhiên nảy ra là, năng lượng ấy lưu giữ (định xứ) ở đâu? Có thể cho rằng năng lượng đó định xứ trên các bản của tụ điện, nơi có các điện tích. Nhưng cũng có thể có câu trả lời khác. Bởi vì khi tụ điện được tích điện giữa các bản một điện trường, nên cũng có thể cho rằng năng lượng của tụ điện được định xứ trong điện trường, tức là trong khoảng không gian giữa các bản. Cách trả lời nào là đúng? Cho có thể nghiệm mọi tư duy được câu trả lời xác đáng cho vấn đề này.

Cho đến lúc này, ta mới chỉ xét những điện trường tĩnh, gây bởi các điện tích đứng yên. Trong trường hợp đó, các điện tích luôn luôn sự "bao bọc" xung quanh bởi điện trường, và ngược lại điện

trường luôn gắn liền với điện tích. Vì thế câu hỏi trên vẫn chưa được giải đáp. Trong chương cuối của giáo trình, ta sẽ xét đến trường biến thiên theo thời gian. Đó là trường điện từ. Trường điện từ bao gồm điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian, truyền đi trong không gian với vận tốc xác định dưới dạng sóng điện từ. Trong trường hợp đó, điện trường sinh ra có thể không cần sự có mặt của các điện tích. Thực nghiệm chứng tỏ rằng điện từ trường có chứa và mang theo năng lượng (mà người ta đã ứng dụng rất nhiều trong thông tin liên lạc và các mục đích khác). Sự tồn tại của trường điện từ và năng lượng của nó đã giúp ta trả lời vấn đề ở trên, và ta kết luận được rằng: *Năng lượng tu điện tích điện thực chất là năng lượng của điện trường tồn tại giữa hai bản tụ điện. Năng lượng ấy được định xứ trong khoảng không gian điện trường. Vì năng lượng là một thuộc tính của vật chất nên, nếu như điện trường có năng lượng thì điều đó chứng tỏ rằng điện trường là một dạng của vật chất*

Dựa vào nhận định đó, ta hãy biến đổi (1.139) để trong biểu thức năng lượng của tụ điện có chứa đại lượng đặc trưng của điện trường. Để cho đơn giản, ta xét trường hợp tụ điện phẳng, với điện trường giữa các bản là điện trường đều và khoảng giữa hai bản là điện môi có hằng số điện môi ϵ . Ta có:

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

Nhưng $\frac{U}{d}$ là cường độ điện trường E , còn Sd là thể tích V của khoảng không gian có điện trường. Do đó năng lượng của điện trường đều tỉ lệ với thể tích của khoảng không gian có điện trường.

$$W_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 V \quad (1.140)$$

Vì thế ta có thể nói đến năng lượng của một đơn vị thể tích, còn gọi là mật độ năng lượng điện trường. *Mật độ năng lượng điện trường là*

$$w_e = \frac{W_e}{V} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 \quad (1.141)$$

Ta thấy mật độ năng lượng điện trường w_e có với hình phương năng độ điện trường.

Trong trường hợp tổng quát, điện trường nơi chung là không đều. Ta chia không gian có chứa điện trường thành các thể tích ΔV nhỏ, và do cường độ điện trường là E và có chứa năng lượng ΔW và ta có viết độ năng lượng trung bình trong thể tích ΔV , $\bar{w}_e = \frac{\Delta W}{\Delta V}$.

Muốn có giá trị mật độ năng lượng tại một vị trí nào đó, ta chọn ΔV rất bé, tức là cho $\Delta V \rightarrow 0$. Khi đó, ta có mật độ năng lượng tại mỗi điểm của điện trường.

$$w_e = \frac{dW}{dV}.$$

Trong khoảng không gian rất nhỏ ấy, điện trường có thể coi như là đều. Nếu tại đó, điện trường có cường độ là E , thì mật độ năng lượng là, $w_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2$.

Vì điện trường nơi chung là không đều, nên mật độ năng lượng điện trường thay đổi từ vị trí này sang vị trí khác. Mỗi nguyên tố thể tích có chứa năng lượng

$$dW_e = w_e dV = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon E^2 dV.$$

Năng lượng của một điện trường bất kì chứa (định xứ) trong một thể tích V nào đó là:

$$W_e = \int_V dW_e = \int_V \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} dV, \quad (1.142)$$

(tích phân lấy trên miền V trong điện trường mà ta xét năng lượng)

Trong trường hợp điện môi đồng chất điện trường con được đặc trưng cảm ứng điện $D = \epsilon_0 \epsilon E$ và ta có thể viết: $w_e = \frac{DE}{2}$ và

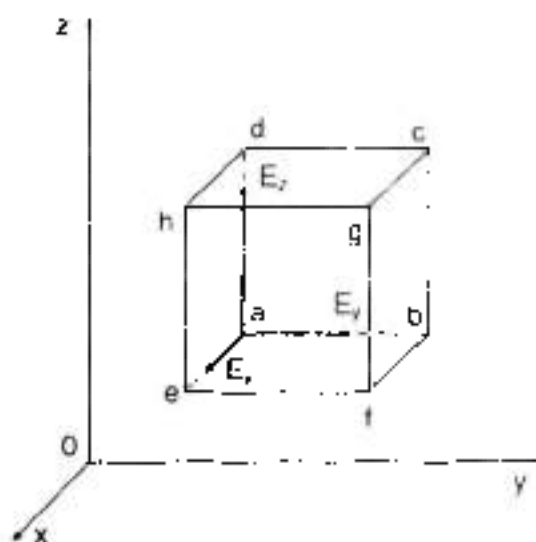
$$W_e = \int_V \frac{DE}{2} dV \quad (1.143)$$

§9. BÀI TOÁN CƠ BẢN VÀ PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN CỦA TỈNH ĐIỆN HỌC. PHƯƠNG PHÁP ẢNH ĐIỆN

Để kết thúc phần tĩnh điện học ta xét một số bài toán cơ bản của tĩnh điện học và một số phương pháp giải các bài toán đó.

1) Bài toán cơ bản của tĩnh điện học

Trong thực tế, ta thường gặp những trường hợp trong đó ta đã biết được sự phân bố điện tích trong không gian, và ta cần tìm điện thế và cường độ điện trường ở mỗi điểm. Ngược lại, có khi ta biết được giá trị điện thế, hay điện trường ở một số điểm, ta cần tìm sự phân bố điện tích trong không gian, hay giá trị điện thế tại những điểm khác. Đó là nội dung của một số bài toán cơ bản của tĩnh điện học.



Hình 1.67

Về mặt toán học, những bài toán như thế dẫn đến việc giải một số phương trình cơ bản của tĩnh điện học. Đó là các phương trình Poisson và Laplace.

2) Phương trình cơ bản của tĩnh điện học

Để thiết lập phương trình cơ bản của tĩnh điện học ta áp dụng định lý Gauss cho một thể tích vô cùng bé. Trong hệ tọa độ Descartes vuông góc (H. 1.64), ta lấy một hình hộp chữ nhật có đỉnh $a(x, y, z)$ và các cạnh là các vi phân độ dài dx, dy, dz song song với các trục tọa độ. Vectơ cường độ điện trường tại điểm a là $\vec{E}(x, y, z)$ có các thành phần trên các trục tọa độ là E_x, E_y, E_z . Ta tính điện thông qua mặt xung quanh của hình hộp đó. Chiều dương của pháp tuyến $\vec{n}$ là chiều hướng từ mặt hình hộp ra ngoài. Điện thông qua mặt 1 (với cd) là

$$dN_1 = -E_x dydz.$$

đều song song theo trục OX là $\vec{E}_x$ phần trục O của mặt 1 và chiều ngược chiều $\vec{E}_x$ là phần trục O của mặt 2 (định hướng của $\vec{E}_x$ là $\vec{E}$ dọc trục Ox). Khi chuyển từ mặt 1 sang mặt 2, nên cường độ trường điện E đã thay đổi thành E' , và ta có

$$E' = E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx$$

Thì diện

$$dN_2 = \left[E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} dx \right] dydz$$

Tổng điện thông qua mặt 1 và 2 là:

$$dN_{1+2} = dN_1 + dN_2 = \frac{\partial E}{\partial x} dydzdx$$

Làm tương tự với các mặt 3, 4 và 5, 6 ta có điện thông qua toàn bộ mặt xung quanh của hình hộp là:

$$dN = \left[\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] dx dy dz \quad (1.144)$$

với $dx dy dz = dV$ là thể tích của hình hộp.

Nếu trong khoảng không gian chứa hình hộp có điện tích với mật độ điện khối là $\rho(x, y, z)$ thì điện tích bên trong hình hộp là $dq = \rho dx dy dz$. Theo định lý Gauss ta có

$$dN = \frac{dq}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\rho dx dy dz}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.145)$$

Sử dụng (1.144) và (1.145) ta tìm được

$$\left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.146)$$

Trong giải tích vectơ, vế trái của (1.146) chính là đại lượng kỳ vọng là $\text{div } \vec{E}$.

Vậy ta có:

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.147)$$

Đây là biểu thức tổng quát được $\vec{E} = \int_V \vec{E} dV$ có:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (1.148)$$

Các công thức (1.147) và (1.148) là dạng vi phân của định lý Gauss.

Thay các biểu thức (1.68) vào (1.146) ta được:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.149)$$

Phương trình (1.149) được gọi là *phương trình Poisson*. Ta có thể viết (1.149) dưới dạng đơn giản

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.150)$$

trong đó đại lượng

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.151)$$

được gọi là *toán tử Laplace* (hay gọi tắt là *laplaxiën*) trong tọa độ Descartes.

Nếu trong miền khảo sát không có điện tích thì $\rho = 0$ và trở (1.150) trở thành

$$\Delta V = 0, \text{ hay } \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (1.152)$$

Đó là *phương trình Laplace*.

Các phương trình Poisson và Laplace là các phương trình cơ bản của tĩnh điện học. Để tìm lời giải cho các bài toán tĩnh điện, ta còn cần biết những điều kiện biên (điều kiện ở các mặt giới hạn). Người ta đã chứng minh rằng nghiệm của những bài toán đó là duy nhất. Nói chung việc giải các phương trình trên là phức tạp.

Chú ý: Các phương trình (1.147) và (1.148) có thể tìm được bằng cách áp dụng định lý Gauss (1.36) và công thức Stokes: $\oint \vec{E} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{E} dV$; $\oint \vec{D} d\vec{S} = \int_V \operatorname{div} \vec{D} dV$, với chú ý rằng $\sum q_i = \int_V \rho dV$.

3) Một số thí dụ giải phương trình Poisson và phương trình Laplace

Thí dụ 1. Xác định cường độ điện trường tạo ra trong không

gồm bởi một diện phẳng rộng vô hạn và dày $2a$ tích điện đều với mật độ ρ .

Ta vẽ trục tọa độ Ox vuông góc với hai mặt của tấm tích điện, gọi G cách đều hai mặt để hình 1.68. Tấm tích điện chia không gian làm 3 miền: II: $-a \leq x \leq a$, và III: $x > a$. Do tính đối xứng của hệ tích điện, dễ dàng thấy rằng, điện thế do tấm tích điện gây ra chỉ phụ thuộc vào tọa độ x , phương trình Poisson (1.150) có dạng:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1.153)$$

Đối với miền II (trong tấm tích điện) mật độ khối là một hằng số, phương trình (1.153) có nghiệm là:

$$V_{II} = -\frac{\rho x^2}{2\epsilon \epsilon_0} + B \quad (1.154)$$

Đối với miền III ($x \geq a$) mật độ điện tích $\rho = 0$, phương trình (1.152) chuyển thành:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0,$$

phương trình này có nghiệm

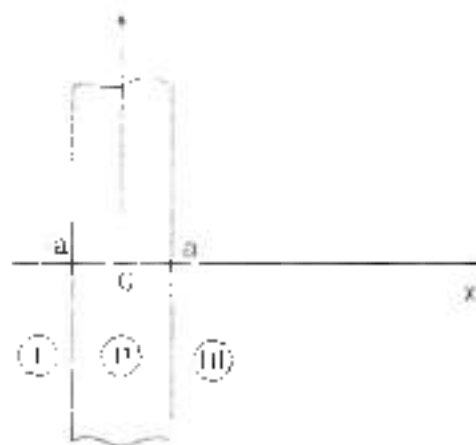
$$V_{III} = Cx + D \quad (1.155)$$

Từ điều kiện liên tục của $\frac{dV}{dx}$ (điện trường) khi qua mặt giới hạn $x = a$, nghĩa là

$$\left. \frac{dV_{II}}{dx} \right|_{x=a} = \left. \frac{dV_{III}}{dx} \right|_{x=a}$$

$$\text{ta được} \quad C = -\frac{\rho a}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.157)$$

Kí hiệu điện thế của mặt tấm tích điện ($x = a$) là V_a , từ điều kiện liên tục của điện thế V khi qua mặt $x = a$



Hình 1.68

$$V_{II}(a) = V_0$$

ta tìm được

$$B = V_0 + \frac{\rho a^2}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad D = V_0 - \frac{\rho a^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.158)$$

Từ (1.155), (1.156), (1.157) và (1.158) ta suy ra

$$V_{II} = -\frac{\rho x^2}{2\epsilon\epsilon_0} + \frac{\rho a^2}{2\epsilon\epsilon_0} + V_0 \quad (1.159)$$

$$V_{III} = -\frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0} (|x| - a) + V_0$$

Đối với miền I ($x \leq -a$), ta dễ dàng xác định được điện thế V_I nếu chú ý đến tính đối xứng của bài toán:

$$V_I(x) = V_{III}(-x) = -\frac{\rho ax}{\epsilon\epsilon_0} + \frac{\rho a^2}{\epsilon\epsilon_0} + V_0$$

Vì đối với miền I, x luôn luôn âm, nên có thể viết

$$V_I(x) = -\frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0} (|x| - a) + V_0$$

Và, do đó, đối với cả hai miền I và III ta đều có thể viết:

$$V_{I,III}(x) = -\frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0} (|x| - a) + V_0 \quad (1.160)$$

Như vậy, bên trong tấm tích điện, điện thế có giá trị

$$V_{II} = -\frac{\rho a^2}{2\epsilon\epsilon_0} + \frac{\rho a^2}{2\epsilon\epsilon_0} + V_0 \quad (1.161)$$

và từ đó vectơ cường độ điện trường có độ lớn:

$$E_{II} = -\frac{dV_{II}}{dx} = \frac{\rho x}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.162)$$

Điện thế ở bên ngoài tấm tích điện ($|x| \geq a$) là:

$$V_{I,III} = -\frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0} (|x| - a) + V_0 \quad (1.163)$$

và vectơ cường độ điện trường có độ lớn

$$E_I = -\frac{dV_I}{dx} = \frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0}$$

$$E_{III} = -\frac{dV_{III}}{dx} = -\frac{\rho a}{\epsilon\epsilon_0}$$

$$\text{hay} \quad |E_{\text{tổng}}| = \frac{\rho a}{2\epsilon_0} \quad (1.164)$$

Trong trường hợp tam tích điện mỏng vô hạn tại $z=0$, thì ta có $a=0$, những vô hạn tích điện dọc với mật độ điện mặt $\sigma = 2\rho a$; khi đó điện thế và cường độ điện trường do mặt đó gây ra sẽ là:

$$V_{\text{tổng}} = -\frac{\rho a}{2\epsilon_0} |x| + V \quad (1.165)$$

$$\text{và} \quad |E_{\text{tổng}}| = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \quad (1.166)$$

Các kết quả này hoàn toàn phù hợp với các kết quả đã thu được trước đây (xem §3.4).

Thí dụ 2. Xác định cường độ điện trường gây ra bởi một quả cầu bán kính R tích điện đều với mật độ khối ρ .

Để thuận tiện ta giải bài toán trong hệ tọa độ cầu có gốc O tại tâm quả cầu. Do tính đối xứng của bài toán, dễ dàng thấy rằng điện thế V tại một điểm chỉ phụ thuộc vào khoảng cách r đến tâm O , nghĩa là $\frac{\partial V}{\partial \theta} = 0$ và $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$; và phương trình Poisson trong tọa độ cầu (1.150) có dạng:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Bên trong quả cầu ($0 \leq r \leq R$), mật độ điện tích ρ là một hằng số; do đó phương trình trên ta tìm được điện thế V bên trong quả cầu:

$$V_1 = -\frac{\rho r^2}{6\epsilon_0} - \frac{A}{r} + B \quad (1.168)$$

Ở bên ngoài quả cầu ($0 \leq R$), mật độ điện tích $\rho = 0$, phương trình Poisson có dạng:

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = 0,$$

nhưng trình này có nghiệm:

$$V_2 = \frac{C}{r} + D \quad (1.169)$$

Ta quy ước điện thế ở vô cực bằng không ($V(r) = 0$), suy ra $D = 0$. Muốn cho điện thế có giá trị hữu hạn tại $r = 0$ phải có $A = 0$.

Từ điều kiện liên tục của điện thế V và điện trường $\left(\frac{dV}{dr}\right)$ tại mặt ngoài qua cầu (tại $r = R$): $V_i(R) = V_o(R)$,

và
$$\frac{dV_i}{dr}\bigg|_{r=R} = \frac{dV_o}{dr}\bigg|_{r=R},$$

ta suy ra:
$$C = \frac{\rho R^3}{3\epsilon_0}, \text{ và } B = \frac{\rho R^3}{2\epsilon_0}.$$

Từ đó, điện thế tại một điểm trong qua cầu có giá trị:

$$V_i = -\frac{\rho}{6\epsilon_0} (3R^2 - r^2) \quad (1.170)$$

và điện thế tại điểm bên ngoài qua cầu có giá trị

$$V_o = \frac{\rho R^3}{3\epsilon_0 r} \quad (1.171)$$

Cường độ điện trường tại một điểm bên trong qua cầu là

$$E_i = -\frac{dV_i}{dr} = \frac{\rho r}{3\epsilon_0} \quad (1.172)$$

và tại một điểm bên ngoài qua cầu là

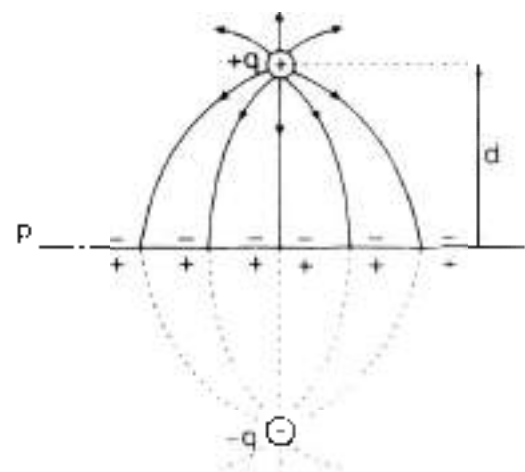
$$E_o = -\frac{dV_o}{dr} = \frac{\rho R^3}{3\epsilon_0 r^2} \quad (1.173)$$

Các kết quả (1.170) – (1.173) hoàn toàn trùng với các kết quả đã thu được trước đây bằng các phương pháp khác (xem §3, 4).

4. Phương pháp ảnh điện

Trong một số bài toán tĩnh điện thay cho việc giải các phương trình Poisson và Laplace 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



Hình 1.69

thì điện trường ở ngoài vật dẫn ấy sẽ không bị thay đổi.

Đề cụ thể, ta xét một số bài toán sau đây:

Bài toán 1. Xác định lực tác dụng giữa một điện tích điểm và một mặt phẳng kim loại vô hạn.

Để giải bài toán, trước hết ta xét phổ đương sức và bề thông mật năng thế của một hệ hai điện tích điểm bằng nhau, trái dấu, liên diện trên hình 1.69.

Đồ dạng 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 ($V = 0$).

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 143). 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 với $+q$ qua mặt phẳng kim loại (điện tích $-q$ giống như "ảnh" của điện tích $+q$ qua một gương phẳng; chính vì vậy người ta gọi phương pháp này là phương pháp "ảnh" gương hay phương pháp "ảnh điện"). $-q$ được gọi là *ảnh điện* của $+q$ qua mặt P .

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 Coulomb

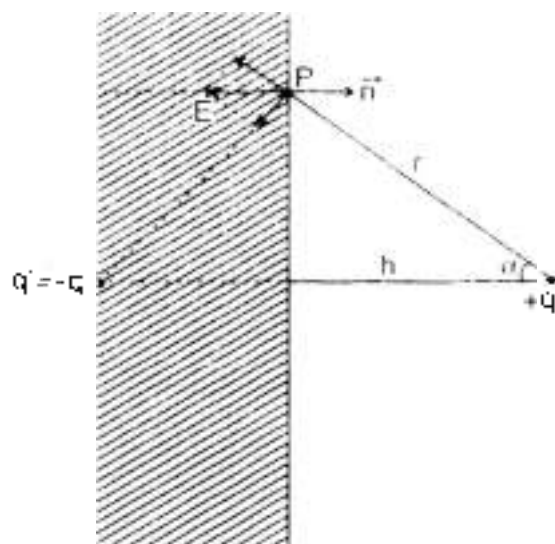
$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c} \frac{q^2}{(2d)^2} \quad (1.174)$$

Bài toán 2. Cho điện tích điểm q đặt cách một vật dẫn lớn vô hạn chiếm nửa không gian bên trái một khoảng h . Mặt giới hạn giữa vật dẫn và không gian là mặt phẳng P (hình 1.70). Hãy xác định điện trường trong nửa không gian bên phải và mật độ điện tích đọng trên bề mặt vật dẫn.

Điện thế của vật dẫn rõ ràng bằng không vì vật dẫn là vô

hạn, điện thế của vật dẫn là điện thế σ vô cùng.

Để tìm lời giải của bài toán ta xét hệ điện tích gồm điện tích $+q$ và điện tích $q' = -q$ đặt tại vị trí đối xứng với điện tích $+q$ qua mặt phẳng P . Hệ điện tích q và q' tạo ra điện trường mà mặt đẳng thế có điện thế bằng không chính là mặt phẳng P . Theo phương pháp ảnh điện, trong nửa không gian bên phải điện trường mà hệ điện tích q và vật dẫn vô hạn nói trên tạo ra trùng với điện trường của hệ gồm điện tích $+q$ và điện tích ảnh của nó $q' = -q$. Để dàng tìm được vectơ điện trường do hệ điện tích q và q' tạo ra tại điểm P trên bề mặt vật dẫn, cách điện tích q một khoảng r là.



Hình 1.70

$$\vec{E} = -\frac{q \cdot h}{2\pi\epsilon_0 r^3} \vec{n}, \quad (1.175)$$

$\vec{n}$ là vectơ đơn vị hướng theo pháp tuyến dương của bề mặt vật dẫn.

Mật độ điện tích điện hưởng trên bề mặt vật dẫn tại P có thể tính được dễ dàng theo (1.118)

$$\sigma_p = \epsilon\epsilon_0 \cdot E = -\frac{qh}{2\pi r^3} \quad (1.176)$$

Sau khi lấy tích phân σ_p theo toàn bề mặt vật dẫn, ta thu được tổng điện tích điện hưởng trên toàn vật dẫn là $-q$.

Bài toán 3. Cho điện tích dương q đặt cách quả cầu kim loại bán kính r một khoảng là R . Hãy xác định điện trường do hệ gồm điện tích q và các điện tích điện hưởng trên bề mặt quả cầu tạo ra trong không gian xung quanh (hình 1.71).

a) Để đơn giản, trước hết ta xét trường hợp quả cầu được nối với đất ở điện thế không, trên quả cầu chỉ còn lại những điện tích điện hưởng âm. Muốn áp dụng phương pháp ảnh điện cần xác định hệ điện tích tương đương của mặt cầu bán kính r là một mặt đẳng

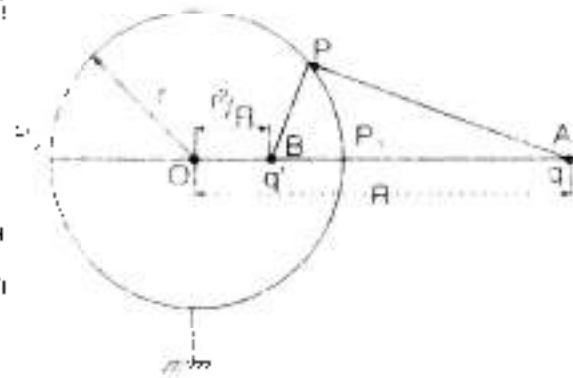
thể. Xét mọi hệ điện tích gồm hai điện tích điểm (không bằng nhau), chúng tạo ra tại một vị trí P nào đó trong không gian, điện thế

$$V = \frac{q}{r_A} + \frac{q'}{r_B} = 0$$

trong đó r_A và r_B tương ứng là khoảng cách từ điểm P đến điện tích q và q'

$$\frac{q}{r_A} = -\frac{q'}{r_B}$$

hay $\frac{r_B}{r_A} = -\frac{q'}{q} = \text{const.}$



Hình 1.71

Quỹ tích của những điểm P mà tỉ số những khoảng cách r_B tới q' và r_A tới q không đổi là một hình cầu tâm O có bán kính r . Vị trí tâm O tùy thuộc vào tỉ số $-\frac{q'}{q}$ và khoảng cách giữa hai điện tích q và q' .

Ở đây vị trí tâm O và bán kính hình cầu đã cho trước, song điện tích q' và vị trí của q' chưa xác định. Vì vậy, giải bài toán loại này là xác định điện tích q' và vị trí của q' sao cho hệ điện tích q và q' tạo ra điện thế bằng không trên bề mặt hình cầu có bán kính r và tâm O nằm cách điện tích q một khoảng R .

Gia sử bài toán đã được giải, từ hình 1.71 ta thấy:

$$\frac{BQ_2}{AP_2} = \frac{BP_1}{AP_1} = \frac{r_B}{r_A} = -\frac{q'}{q}, \quad (1.177a)$$

$$\frac{BP_2 + BP_1}{AP_2 + AP_1} = \frac{BP_2 - BP_1}{AP_2 - AP_1} = -\frac{q'}{q},$$

$$\frac{r}{R} = \frac{OB}{r} = -\frac{q'}{q}.$$

Từ đó ta tìm được điện tích ảnh q' và vị trí của nó sao cho mặt ngoài qua cầu là một mặt đẳng thế có điện thế bằng không.

$$q' = -q \frac{r}{R} \quad (1.177b)$$

$$OB = \frac{r^2}{R} \quad (1.176c)$$

Ta chú ý thêm rằng $R = r + P_1A$: khi bán kính của quả cầu $r \rightarrow \infty$, tỉ số $\frac{r}{R} \rightarrow 1$, $q = -q'$, tỉ số $\frac{r_B}{r_A} \rightarrow 1$ mặt cầu trở thành mặt phẳng trung trực của đoạn thẳng nối q và q' (như đã thấy ở hai toán 1).

Điện trường cần xác định chính là điện trường của hệ điện tích q và điện tích ảnh của nó $q' = -q \frac{r}{R}$ đặt tại B cách tâm O của quả cầu một khoảng $OB = \frac{r^2}{R}$.

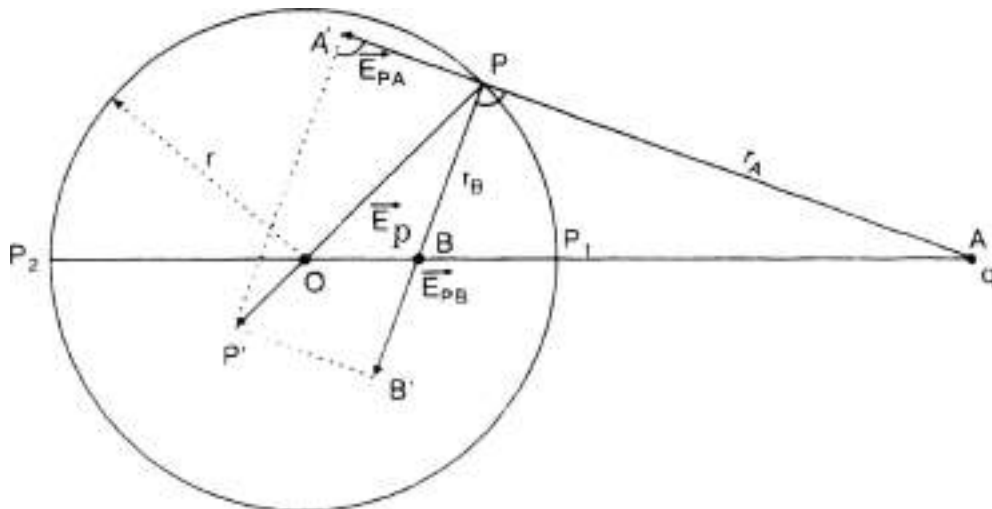
Kí hiệu $\vec{E}_P$ là cường độ điện trường tổng hợp tại điểm P cạnh hệ mặt quả cầu; $\vec{E}_{PA}$ là vectơ điện trường tại P do điện tích q tạo ra; $\vec{E}_{PB}$ là vectơ điện trường tại P do điện tích q' tạo ra. Ta có:

$$\vec{E}_P = \vec{E}_{PA} + \vec{E}_{PB},$$

với
$$E_{PA} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_A^2} \quad \text{và} \quad E_{PB} = \frac{|q'|}{4\pi\epsilon_0 r_B^2}$$

Ta có (chú ý đến (1.177a))
$$\frac{E_{PB}}{E_{PA}} = \frac{|q'|}{q} \cdot \frac{r_A^2}{r_B^2} = \frac{|q'|}{|q|} = \frac{R}{r} = \frac{r_A}{r_B}$$

Vẽ các vectơ $\vec{PA}' = \vec{E}_{PA}$, $\vec{PB}' = \vec{E}_{PB}$ và $\vec{PP}' = \vec{E}_P$ (hình 1.72). Hai tam giác $PA'P'$ và BPA đồng dạng vì có các góc $PA'P'$ và BPA bằng nhau và σ giữa hai cạnh tỉ lệ:



Hình 1.72

$$\frac{A'P'}{PA'} = \frac{E_{PP'}}{E_{PA'}} = \frac{r_A}{r_B} = \frac{PA}{PB}$$

Từ đó suy ra:

$$\frac{PP'}{BA} = \frac{A'P'}{PA} = \frac{E_{PB}}{r_A}$$

$$\Rightarrow E_P = PP' = BA \cdot \frac{E_{PB}}{r_A} = \left(R - \frac{r^2}{R} \right) \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0^2 r_A} \quad (1.176)$$

Vectơ $\vec{E}_P$ vuông góc với mặt đẳng thế, tức là vuông góc với mặt vật dẫn và hướng về tâm. Hơn nữa vì $q = -q \frac{r}{R}$ và $r_B = r_A \frac{r}{R}$.
Ta có:

$$\vec{E}_P = -q \frac{(R^2 - r^2)}{4\pi\epsilon_0 r_A^2 r^2} \vec{r} \quad (1.178)$$

Dễ dàng tính được mật độ điện tích mặt σ_P theo (1.178)

$$\sigma_P = \epsilon_0 \vec{E}_P = -q \frac{(R^2 - r^2)}{4\pi r r_A^2} \quad (1.179)$$

Như vậy cường độ điện trường và mật độ điện tích mặt tỉ lệ nghịch với bậc ba khoảng cách r_A , đạt cực đại tại P_1 và cực tiểu tại P_2 .

b) Nếu xét trường hợp quả cầu trung hòa về điện, thì ngoài điện tích q hệ còn chứa thêm điện tích $q'' = -q = q \frac{r}{R}$ đặt tại tâm O , để đảm bảo cho quả cầu trung hòa về điện và mặt cầu là một mặt đẳng thế. Như vậy, hệ điện tích tương đương là hệ ba điện tích điểm q , q'' và q . Điện thế tại bề mặt hình cầu bán kính r là:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left[\frac{q'}{r} + \frac{q}{r_B} + \frac{q}{r_A} \right]$$

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{R}$$

Kết quả là điện thế quả cầu khác không, bởi vì mặc dù ban đầu quả cầu cô lập không mang điện nhưng do hiện tượng điện hưởng quả cầu đã cùng với điện tích q trở thành một hệ điện tích phức tạp

c) Bây giờ ta xét trường hợp ban đầu quả cầu tích điện lượng

Q , sau khi cô lập đạt gần điện tích q . Hệ điện tích tương đương là hệ ba điện tích q, q' và $q'' = -q' + Q$ đặt lần lượt tại A, B và tâm O của quả cầu.

Trường hợp này tương tự với trường hợp quả cầu có điện thế V , hệ điện tích tương đương là hệ ba điện tích q (đặt tại A), q' (đặt tại B) và $q'' = 4\pi\epsilon_0 r V$ đặt tại O.

Theo nguyên lý chồng chất điện trường, ta dễ dàng kiểm tra lại các kết quả trên. Trong cả bốn trường hợp của bài toán: cho trước điện thế của quả cầu $V = 0$; cho trước điện tích tổng cộng của quả cầu $Q = q' + q = 0$; cho trước điện tích $Q \neq 0$; cho trước điện thế $V \neq 0$ thì hệ điện tích q, q' và q'' đều tạo ra điện trường sao cho mặt ngoài quả cầu là một mặt đẳng thế có một điện thế cho trước, hay sao cho tổng điện tích của quả cầu có một giá trị cho trước theo đúng dữ kiện của bài toán. Khi đó dễ dàng xác định được điện trường của hệ ba điện tích q và q' và q'' .

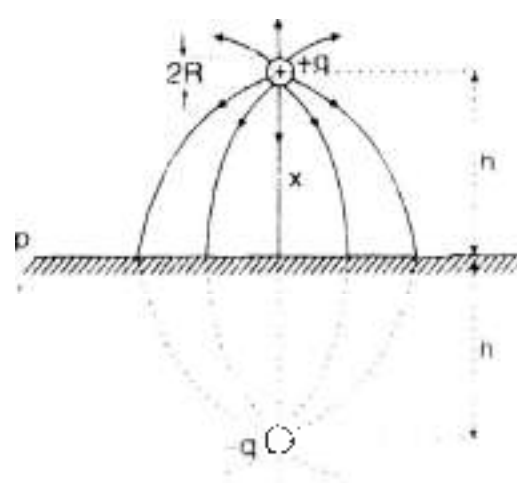
Bài toán 4 Tính điện dung của một dây dẫn hình trụ bán kính R dài vô hạn, mang điện dương, đặt song song với mặt đất và cách mặt đất một khoảng $h \geq R$ (dây điện thoại chẳng hạn).

Phổ của đường sức điện trường giữa dây dẫn và mặt đất được biểu diễn trên hình 1.73 (trong mặt phẳng vuông góc với dây dẫn).

Theo phương pháp ảnh điện điện trường này trùng với điện trường do dây dẫn và ảnh điện của nó qua mặt đất tạo ra. Đó là điện trường tổng hợp của hai mặt trụ dẫn điện dài vô hạn, mang điện trái dấu.

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

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 (xem hình 1.73) tới dây dẫn mang điện dương.



Hình 1.73

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

$$V_1 - V_2 = \int_R^{\infty} E dx = \int_R^{\infty} \frac{1}{R} \left(\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l x} - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l (2h - x)} \right) dx$$

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

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 ($l = 1$)

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

BÀI TẬP CHƯƠNG 1

- 1.1. Một đồng xu trung hòa điện khối lượng $m = 3,11\text{g}$ chứa một lượng điện tích dương và âm như nhau. Giả sử đồng xu được chế tạo hoàn toàn bằng đồng (có nguyên tử số $Z = 29$ và khối lượng nguyên tử $M = 63,5\text{ g/mol}$)
 - (1) Tìm độ lớn q của điện tích dương (hoặc âm) tổng cộng trong đồng xu
 - (2) Giả sử các điện tích dương và các điện tích âm đều được tập trung trong hai bục đặt cách nhau 100m . Tìm lực hút tĩnh điện tác dụng lên mỗi bục
- 1.2. Có ba hòn bi nhỏ có thể chuyển động tự do theo phía trong của một vòng tròn không dẫn điện đặt nằm ngang. Nếu một trong ba viên bi mang điện tích q_1 , hai viên bi kia mỗi viên mang điện tích q_2 , thì ba viên bi nằm cân bằng trên vòng tròn khi góc ở đỉnh của tam giác cân tạo bởi ba viên bi bằng 30° . Hãy tìm tỉ số q_1/q_2 .
- 1.3. Treo một thanh cách điện nằm ngang tại điểm giữa O của nó bằng một sợi dây bạc. ở đầu thanh có gắn một hòn bi kim loại nhỏ A. Đưa thanh lại gần một hòn bi kim loại nhỏ B được giữ cố

đỉnh, sao cho A tiếp xúc với B. Ban đầu A và B đều không tích điện. Sau đó người ta truyền cho B điện tích q , đồng thời xoắn đầu trên của dây bạc một góc $\beta = 90^\circ$ theo chiều làm cho A gần B thì thấy khoảng cách góc giữa A và B là $\alpha = \widehat{AOB} = 60^\circ$. Hãy tính q . Cho biết $OA = OB = a = 10 \text{ cm}$; hằng số xoắn của dây bạc là $C = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{N.m}}{\text{rad}}$.

- I.4.** Tại sao hai quả cầu kim loại giống nhau có kích thước đồng cỡ nhiễm điện trái dấu lại tác dụng lên nhau một lực lớn hơn là khi chúng nhiễm điện cùng dấu, với cùng những điều kiện như nhau về vị trí và độ lớn điện tích của quả cầu? Hãy dùng hình vẽ để giải thích. Có bao giờ hai quả cầu kim loại nhiễm điện cùng dấu lại hút nhau không?
- I.5.** Hai hạt khối lượng m, M mang điện tích $-q, +Q$ tương ứng, cách nhau một khoảng không đổi bằng l (xem hệ hai hạt đó như một cố thể), được đặt trong một điện trường đều $\vec{E}$ sao cho ban đầu vectơ $\vec{E}$ có hướng từ m đến M . Tìm gia tốc chuyển động a của các hạt và cường độ điện trường E . Bỏ qua tác dụng của trọng lực.
- I.6.** Ở hai đầu một thanh nhẹ cách điện có gắn hai hòn bi nhỏ có khối lượng m, M và có điện tích dương q, Q tương ứng. Thanh có thể quay không ma sát chung quanh một trục nằm ngang, trục quay cách hai hòn bi các khoảng l và L tương ứng. Thanh được đặt trong điện trường đều $\vec{E}$ có phương thẳng đứng, hướng từ dưới lên trên, và ban đầu người ta giữ thanh ở vị trí nằm ngang rồi buông ra.
- 1) Tìm độ lớn của cường độ điện trường E để cho sau khi buông ra thanh vẫn nằm cân bằng ở vị trí nằm ngang.
 - 2) Giả sử cường độ điện trường chỉ còn bằng $\frac{E}{2}$, hãy tính vận tốc của hòn bi M khi thanh đi qua vị trí thẳng đứng.
- I.7.** Hai điện tích q_1 và q_2 được giữ cố định cách nhau một khoảng l . Tìm vị trí các điểm tại đó cường độ điện trường tổng hợp do hai điện tích đó tạo ra có giá trị bằng không. Xét các trường hợp: q_1 và q_2 cùng dấu; q_1 và q_2 khác dấu nhau.

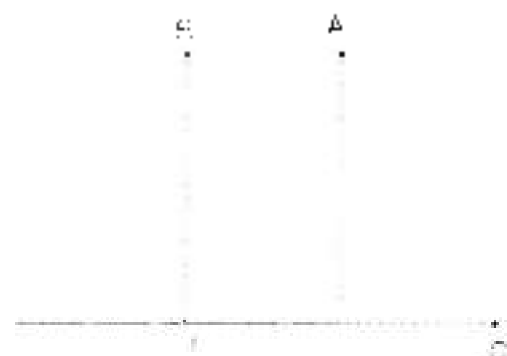
1.8. Một tấm lam loại mỏng có dạng hình vành khăn, bán kính trong r và bán kính ngoài R , mang điện tích q phân bố đều trên mặt tấm lam loại. Xác định cường độ điện trường tại một điểm bất kỳ, nằm trục hình vành khăn cách tâm hình vành khăn một khoảng x .

Kết các trường hợp riêng: 1) $r \rightarrow 0$; 2) $r \rightarrow R$.

1.9. Một dây dẫn mảnh dài $l = 10$ cm tích điện đều với mật độ điện dài $\tau = 10^{-7}$ C/m.

Xác định cường độ điện trường:

- a) Tại điểm A cách đầu dây dẫn $r = 10$ cm (Hình 1.74);
- b) Tại điểm B nằm trên đường trung trục của dây, cách dây $r = 10$ cm;
- c) Tại điểm C nằm trên trục dây cách đầu dây gần nhất một đoạn $r = 10$ cm.



Hình 1.74

1.10. Một thanh nhựa có điện tích q được phân bố đều, được uốn thành một cung tròn 120° bán kính r . Xác định cường độ điện trường do thanh tạo ra tại tâm O của cung.

1.11. Xác định cường độ điện trường tại tâm O của một mặt bán cầu tích điện đều với mật độ điện mặt $\sigma = 10^{-8}$ C/m².

1.12. Tại khoảng giữa của một mặt phẳng tích điện đều với mật độ điện mặt σ có một lỗ hổng hình tròn bán kính a nhỏ so với kích thước của mặt. Xác định cường độ điện trường tại một điểm M nằm trên đường thẳng vuông góc với mặt phẳng và đi qua tâm lỗ hổng, cách tâm lỗ một đoạn h .

1.13. Một điện tích điểm $q = 2 \cdot 10^{-9}$ C nằm cách một sợi dây dài tích điện đều một khoảng $r_1 = 4$ cm. Dưới tác dụng của điện trường do sợi dây tạo ra, điện tích dịch chuyển theo hướng điện trường đến vị trí cách dây $r_2 = 2$ cm; khi đó lực điện thực hiện một công $A = 7,5 \cdot 10^{-8}$ J. Tìm mật độ điện dài của dây.

I.14. Một thanh nhựa mảnh hiệu dài l , tích điện dương được phân bố đều với mật độ điện dài λ . Tìm điện thế do thanh tạo ra tại:

- 1) Điểm M cách đầu bên trái của thanh theo đường vuông góc với thanh một khoảng d ;
- 2) Điểm N nằm trên đường trung trục của thanh một đoạn d

I.15. Một dây dẫn thẳng mảnh dài vô hạn tích điện đều với mật độ điện dài $\lambda = 0,01 \mu\text{C}/\text{m}$. Tìm hiệu điện thế giữa hai điểm cách dây một đoạn $r_1 = 2\text{cm}$ và $r_2 = 4\text{cm}$

I.16. Một mặt phẳng rộng vô hạn tích điện đều với mật độ điện mặt $\sigma = 10^{-8} \text{C}/\text{m}^2$. Tìm hiệu điện thế giữa 2 điểm M và N, điểm M nằm trên mặt phẳng, còn điểm N cách mặt phẳng một khoảng $a = 10 \text{cm}$.

I.17. Một quả cầu bán kính $R = 10 \text{cm}$ tích điện đều với mật độ điện khối $\rho = 1\mu\text{C}/\text{m}^3$. Hãy tìm điện thế tại tâm quả cầu và tại bề mặt quả cầu.

I.18. Giữa hai mặt phẳng kim loại song song vô hạn cách nhau $d = 1 \text{cm}$, đặt nằm ngang, có một hạt bụi mang điện khối lượng $m = 5 \cdot 10^{-11} \text{g}$. Biết rằng khi không có điện trường, do lực cản của không khí hạt bụi rơi với vận tốc không đổi bằng v_1 và khi hiệu điện thế giữa hai mặt phẳng bằng $U = 600 \text{V}$ thì hạt bụi rơi chậm đi với vận tốc không đổi $v_2 = \frac{v_1}{2}$.

1) Tìm điện tích hạt bụi.

2) Bây giờ đặt hai mặt phẳng đó thẳng đứng, cách nhau $d_1 = 2\text{cm}$ và ban đầu hạt bụi cách đều hai mặt phẳng. Nối hai mặt phẳng với nguồn điện có hiệu điện thế $U = 100\text{V}$. Do lực cản của không khí hạt bụi rơi đều và vận tốc không đổi của nó theo phương thẳng đứng bằng $v_3 = 2 \text{cm/s}$. Hỏi sau bao lâu hạt bụi tới đập vào một trong hai mặt đó. Lấy $g = 10\text{m/s}^2$.

I.19. Giữa hai dây dẫn hình trụ bán kính tiết diện $r = 0,1 \text{cm}$ đặt song song, cách nhau một khoảng $l = 15 \text{cm}$, người ta đặt một hiệu điện thế $U = 1500 \text{V}$. Xác định cường độ điện trường tại điểm cách mỗi dây $7,5 \text{cm}$.

- 1.20. Cho hai mặt trụ đồng trục, cùng bán kính, cùng nhau và trục chung, có bán kính lần lượt là 3cm và 10cm . Điện tích thể giữa hai mặt trụ là 100 V . Tìm mật độ điện tích trên mỗi mặt trụ và cường độ điện trường tại điểm cách trục một khoảng bằng trung bình cộng của hai bán kính.
- 1.21. Hai điện tích điểm $+q$ và $-q$ cách đều một mặt phẳng rộng vô hạn và nối đất. Hai điện tích cách nhau một khoảng a và cách mặt phẳng $\frac{a}{2}$. Hãy tìm lực tác dụng lên mỗi điện tích và cường độ điện trường tại trung điểm của đoạn thẳng nối hai điện tích.
- 1.22. Một quả cầu kim loại bán kính $R = 1,5$ cm mang điện tích $q = 10\mu\text{C}$. Tìm lực tác dụng lên một nửa bề mặt quả cầu.
- 1.23. Đặt một điện tích q ($q > 0$) cách một tấm kim loại nối đất một đoạn a . Tìm mật độ điện mặt trên tấm kim loại tại điểm cách q một đoạn bằng a , và một đoạn bằng $r > a$.

- 1.24. Trong khoảng không gian giữa hai tấm kim loại phẳng rộng song song có điện trường cường độ $E = 200\text{ V/cm}$, người ta đặt một tấm sứ ($\epsilon = 6$) có mặt bên hợp với mặt kim loại góc $\alpha = 40^\circ$ (hình 1.75). Hãy tìm



Hình 1.75

- 1) Góc hợp bởi vectơ cường độ điện trường E trong tấm sứ và vectơ pháp tuyến với mặt tấm sứ;
 - 2) Độ lớn của E ; và mật độ điện tích liên kết trên mặt tấm sứ.
- 1.25. Giữa hai mặt trụ kim loại dài, đồng trục, có bán kính $R_1 = 2\text{cm}$ và $R_2 = 2,5\text{cm}$, có hai lớp điện môi bình trụ. Lớp điện môi thứ nhất là giấy ($\epsilon_1 = 4$) có mặt trong sát với mặt trụ kim loại trong (R_1), còn bán kính mặt ngoài là $R_2 = 2,3\text{ cm}$. Lớp điện môi thứ hai là thủy tinh ($\epsilon_2 = 7$) có mặt trong sát với lớp điện môi thứ nhất còn mặt ngoài sát với mặt trụ kim loại ngoài. Hỏi hiệu điện thế

đặt vào hai mặt trụ kim loại có giá trị bằng bao nhiêu thì bất đầu có sự "đánh thủng" điện môi. Biết rằng điện trường "đánh thủng" đối với giấy là $E_g = 120 \text{ kV/cm}$, đối với thủy tinh là $E_t = 100 \text{ kV/cm}$.

- 1.26.** Giữa hai mặt cầu kim loại đồng tâm mang điện tích $+q$ và $-q$, có một chất điện môi lỏng có hằng số điện môi ϵ choán đầy một nửa khoảng không gian giới hạn bởi hai mặt cầu. Xác định cường độ điện trường tại điểm nằm trong khoảng giới hai mặt cầu, cách tâm chung một khoảng r .
- 1.27.** Hai bản của một tụ điện phẳng là hai tấm kim loại diện tích $S = 50 \text{ cm}^2$, đặt cách nhau một khoảng $d = 9 \text{ mm}$, mang điện tích $+q$ và $-q$, với $q = 3,2 \cdot 10^{-16} \text{ C}$. Khoảng không gian giữa hai bản bị chiếm đầy bởi chất điện môi có hằng số điện môi phụ thuộc vào tọa độ x , $\epsilon = \epsilon(x)$ (trục x vuông góc với các bản). Ở sát bản dương, hằng số điện môi có trị số $\epsilon_1 = 2$, và ở sát bản âm nó có trị số $\epsilon_2 = 5$.
- 1) Tìm điện tích liên kết trong toàn khối điện môi giữa hai bản.
 - 2) Biết $\epsilon(x)$ là hàm bậc nhất của x . Tìm hiệu điện thế đặt vào tụ điện và điện dung tụ điện.
- 1.28.** Đặt một hiệu điện thế $U_0 = 2300 \text{ V}$ vào hai bản của một tụ điện trụ có bán kính $r = 1,5 \text{ cm}$ và $R = 3,5 \text{ cm}$. Tìm vận tốc của một electron chuyển động dọc theo đường sức điện trường từ vị trí bản đầu cách trục hình trụ $2,5 \text{ cm}$ đến vị trí cách trục 3 cm , biết vận tốc ban đầu của nó bằng không.
- 1.29.** Một chòm cầu có bán kính đáy bằng a , cắt ra từ một mặt cầu kim loại bán kính rất lớn, được đặt gần một đĩa kim loại bán kính a , tạo thành một tụ điện; khoảng cách từ đỉnh chòm cầu đến đĩa bằng l_0 , khoảng cách giữa mép chòm cầu và mép đĩa bằng l . Tìm điện dung của tụ điện đó, biết khoảng giữa hai bản là không khí.
- 1.30.** Hai dây dẫn hình trụ dài, có bán kính r và R , đặt song song với nhau, cách nhau (giữa hai trục) một khoảng d . Tìm điện dung ứng với một đơn vị dài của hệ hai dây dẫn đó.

1.33. Hai tấm bìa kim loại giống nhau bán kính r đặt trong không khí, cách nhau giữa hai tấm một khoảng a . Tìm điện dung của hệ hai tấm bìa đó.

1.34. Tìm điện dung của một tụ điện trụ có cấu tạo là hai mặt trụ kim loại bán nguyệt bằng R_1 và R_2 , chiều cao bằng l và lớp điện môi giữa hai bán nguyệt có hằng số điện môi là ϵ . Xét trường hợp khoảng cách giữa hai bán nguyệt rất nhỏ so với R_1 .

1.35. Hai tụ điện $C_1 = 2\mu\text{F}$ và $C_2 = 0,5\mu\text{F}$ có hai bản nối đất như trên hình 1.76. Hiệu điện thế giữa các bản phía trên của các tụ điện và đặt tương ứng bằng $U_1 = 100\text{V}$, $U_2 = 50\text{V}$. Tính nhiệt lượng tỏa ra khi nối các bản phía trên bằng một dây dẫn.



Hình 1.76

1.34. Hai bản của một tụ điện phẳng không khí có diện tích $S = 200\text{ cm}^2$ đặt cách nhau $d = 0,5\text{ cm}$. Dưa một tấm kim loại có bề dày $\delta = 0,2\text{ cm}$ vào khoảng giữa hai bản, mặt bên của tấm kim loại song song với các bản. Tìm độ biến thiên năng lượng của tụ điện trong hai trường hợp:

- 1) Tụ điện được tích điện đến hiệu điện thế $U = 600\text{ V}$ sau đó ngắt khỏi nguồn rồi mới đưa tấm kim loại vào,
- 2) Trong khi đưa tấm kim loại vào tụ điện, các bản vẫn nối với nguồn điện có hiệu điện thế $U = 600\text{V}$.

1.35. Hai bản của một tụ điện phẳng không khí có diện tích $S = 200\text{ cm}^2$ đặt cách nhau $d = 0,3\text{ cm}$. Tính công cần thực hiện để tách hai bản ra xa nhau đến khoảng cách $d = 0,5\text{ cm}$, trong hai trường hợp.

- 1) Tụ điện được tích điện đến hiệu điện thế $U_1 = 1200\text{ V}$ rồi ngắt khỏi nguồn;
- 2) Trong khi di chuyển các bản tụ điện vẫn nối với nguồn $U_1 = 1200\text{V}$.

1.36. Một tụ điện phẳng không khí có điện dung $C_0 = 0,2\text{ }\mu\text{F}$ được tích

điện bằng nguồn đến có hiệu điện thế $U = 300V$. Độ dày khoảng giữa hai bản một chất điện môi lỏng có hằng số điện môi $\epsilon = 2$. Tìm độ biến thiên năng lượng của tụ điện và công của lực điện trường, trong hai trường hợp:

- 1) Tụ điện ngắt khỏi nguồn trước khi đổ điện môi;
- 2) Tụ điện vẫn nối với nguồn.

I.37. Một quả cầu kim loại bán kính $R_1 = 6\text{ cm}$, cô lập, tích điện. Bao quanh mặt cầu đó bằng một mặt cầu đồng tâm, có bán kính R_2 , chưa không gian ngoài quả cầu thành hai miền có năng lượng điện trường bằng nhau.

I.38. Hai bản của một tụ điện trụ, có bán kính R và $2R$, chiều dài l , mang điện tích $+q$ và $-q$. Giữa hai bản có lớp điện môi đồng trục, có hằng số điện môi ϵ_1 và ϵ_2 , và mặt giới hạn hai lớp đó có bán kính $\frac{3R}{2}$. Bỏ qua hiệu ứng ở mép.

- 1) Tính năng lượng của tụ điện;
- 2) Thay hai lớp điện môi trên bằng một chất điện môi lấp đầy khoảng giữa hai bản, có hằng số điện môi biến thiên theo định luật tuyến tính từ giá trị ϵ_1 (tại chỗ tiếp giáp bản trong) đến ϵ_2 (tại chỗ tiếp giáp bản ngoài). Tính năng lượng của tụ điện khi đó.

DÁP SỐ CÁC BÀI TẬP CHƯƠNG I

I.1. 1) $q = 1,37 \cdot 10^5 C$;

2) $F = 1,69 \cdot 10^{16} N$!

I.2. $\frac{q_1}{q_2} = \frac{4 \cos^2 15^\circ \cdot \sin 60^\circ}{\sin 15^\circ} = 12,48$

I.3. $q = 1,4 \cdot 10^{-8} C$.

$$1.5. \quad a = \frac{(Q - q)Q_0}{4\pi\epsilon_0 l^2 (Mq + mQ)}, \quad E = \frac{qQ_0 m + Mq}{4\pi\epsilon_0 l^2 (Mq + mQ)}$$

$$1.6. \quad 1) \quad E = \frac{(ml - ML)}{q^2 - QL} g$$

$$2) \quad a = L \sqrt{\frac{ML - ml}{ML' - ml^2}} g$$

- 1.7. 1) Khi q_1 và q_2 cùng dấu, điểm M phải nằm trong đoạn AB, A và B tương ứng là điểm đặt q_1 và q_2 , cách q_1 một khoảng

$$x = \frac{l\sqrt{|q_1|}}{\sqrt{|q_1|} + \sqrt{|q_2|}}$$

- 2) Khi q_1 và q_2 khác dấu, điểm M phải nằm ngoài đoạn thẳng AB, cách q_1 một khoảng

$$x = \frac{l\sqrt{|q_2|}}{\sqrt{|q_1|} - \sqrt{|q_2|}}$$

- 1.8. Vectơ $\vec{E}$ nằm trên trục hình vành khăn, có chiều hướng ra xa tâm nếu $q > 0$, hoặc có chiều hướng về tâm O nếu $q < 0$ và có độ lớn

$$E = \frac{qx}{2\pi\epsilon_0(R^2 - r^2)} \left(\frac{1}{\sqrt{r^2 + x^2}} - \frac{x}{\sqrt{R^2 - x^2}} \right)$$

$$\text{Khi } r \rightarrow 0: E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 R^2} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + R^2}} \right)$$

$$\text{Khi } r \rightarrow R: E = \frac{qx}{2\pi\epsilon_0(R^2 + x^2)^{3/2}}$$

- 1.9. 1) Vectơ $\vec{E}_1$ hướng ra xa dây có độ lớn $E_1 = 689 \text{ V/m}$, và lập với dây góc α mà $\tan \alpha = 1,142$;

- 2) Vectơ $\vec{E}_2$ nằm trên đường trung trục của dây, hướng ra xa dây, có độ lớn $E_2 = 805 \text{ V/m}$;

- 3) Vectơ $\vec{E}_3$ nằm trên trục dây, hướng ra xa dây và có độ

$$\text{lớn } E_c = 450 \text{ V/m.}$$

$$\text{I.10. } E = \frac{3q\sqrt{3}}{8\pi^2\epsilon_0 r^2}.$$

$$\text{I.11. } E = \frac{\sigma}{4\epsilon_0\epsilon} = 28,2 \text{ V/m; vectơ } \vec{E} \text{ nằm trên trục của bán cầu}$$

và hướng ra xa nó

$$\text{I.12. } E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon\sqrt{1 + \frac{a^2}{b^2}}}$$

$$\text{I.13. } \lambda = -6 \cdot 10^{-7} \text{ C/m.}$$

$$\text{I.14. 1) } V_M = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \ln \left[1 + \frac{\sqrt{l^2 + d^2}}{d} \right],$$

$$2) V_N = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \ln \left[\frac{\sqrt{d^2 + a^2} + a}{\sqrt{d^2 + a^2} - a} \right], \text{ với } a = \frac{1}{2}.$$

$$\text{I.15. } V_1 - V_2 = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1} = 125 \text{ V.}$$

$$\text{I.16. } V_M - V_N = \frac{\sigma a}{2\epsilon_0} = 56,6 \text{ V.}$$

$$\text{I.17. } V(0) = \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} = 565 \text{ V; } V(R) = \frac{\rho R^3}{3\epsilon_0} = 377 \text{ V.}$$

$$\text{I.18. 1) } q = \frac{mgd}{U} \left(1 - \frac{V_2}{V_1} \right) = 4,1 \cdot 10^{-18} \text{ C;}$$

$$2) t = \frac{mgd^2}{2qUv_d} \approx 12 \text{ s.}$$

$$\text{I.19. } E = \frac{2U}{l} \frac{1}{\ln \frac{1+r}{1-r}} = 4 \cdot 10^3 \text{ V/m.}$$

$$\text{I.20. } \lambda = \frac{2\pi\epsilon_0 U}{\ln \frac{R_2}{R_1}} = 4,14 \cdot 10^{-10} \text{ C/m.}$$

$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{(R_1 + R_2)} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ V/m}$$

$$1.21. \quad E = \frac{q}{8\pi\epsilon_0 a^2} (2\sqrt{2} - 1); \quad E = \frac{2q}{\pi a^2} \left(1 - \frac{1}{2\sqrt{2}}\right)$$

$$1.22. \quad E = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 R^2} \approx 50 \text{ N}$$

$$1.23. \quad \sigma = \frac{q}{2\pi a^2}; \quad \sigma = \frac{q\beta}{2\pi R^2}$$

$$1.24. \quad 1) \beta = 78,46$$

$$2) E = 2 \cdot 10^4 \text{ V/m};$$

$$3) \sigma = 1,13 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^2$$

$$1.25. \quad U_{\max} = \epsilon_0 R_1 R_2 \left[\frac{1}{r_1} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{r_2} \ln \frac{R_1}{R_2} \right] = 45.000 \text{ V}$$

$$1.26. \quad E = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 R \cdot 4\pi r^2}$$

$$1.27. \quad 1) q = q \cdot \frac{(e_2 - e_1)}{e_1 e_2} = -0,96 \cdot 10^{-12} \text{ C}$$

$$2) V = V_2 = \frac{qd}{\epsilon_0 S(e_2 - e_1)} \ln \frac{e_2}{e_1} = 20 \text{ V}$$

$$C = \frac{q}{U} = \frac{\epsilon_0 S(e_2 - e_1)}{d \ln \frac{e_2}{e_1}} = 16 \text{ pF}$$

$$1.28. \quad v = \sqrt{\frac{2qU_0}{\ln\left(\frac{R}{r}\right)} \ln\left(\frac{I_2}{I_1}\right)} \approx 1,46 \cdot 10^7 \text{ m/s}$$

$$1.29. \quad C = \frac{\pi\epsilon_0 R^2}{l - l_0} \ln \frac{l}{l_0}$$

$$1.30. \quad C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \left[\frac{(d - r)d + R}{rR} \right]}$$

$$1.31. \quad C = 2\pi\epsilon_0 r$$

$$\mathbf{I.32.} \quad C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}, \text{ khi d } R_2 = R_1 \ll R \text{ thì } C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}$$

$$\mathbf{I.33.} \quad Q = 4,5 \text{ mJ.}$$

$$\mathbf{I.34.} \quad 1) \Delta W = -7 \cdot 10^{-6} \text{ J;}$$

$$2) \Delta W = 4,2 \cdot 10^{-6} \text{ J.}$$

$$\mathbf{I.35.} \quad 1) A = \Delta W = 2,8 \cdot 10^{-5} \text{ J.}$$

$$2) A = \Delta W = A_{\text{nguồn}} = 1,68 \cdot 10^{-5} \text{ J}$$

$$\mathbf{I.36.} \quad 1) A = -\Delta W = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ J;}$$

$$2) A = \Delta W = 9 \cdot 10^{-3} \text{ J.}$$

$$\mathbf{I.37.} \quad R_2 = 2R_1 = 12 \text{ cm.}$$

$$\mathbf{I.38.} \quad 1) W = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 l} \left(\frac{1}{\epsilon_1} \ln\left(\frac{3}{2}\right) + \frac{1}{\epsilon_2} \ln\left(\frac{4}{3}\right) \right);$$

$$2) W = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 l(2\epsilon_1 + \epsilon_2)} \ln\left(\frac{2\epsilon_2}{\epsilon_2}\right).$$

Chương II

DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỔI

§1. DÒNG ĐIỆN

1. Đại cương về dòng điện

a) Trong chương này ta xét các hiện tượng và quá trình có liên hệ tới chuyển động có hướng (ngoài chuyển động nhiệt hỗn loạn) của các hạt mang điện, chúng hợp thành một phần của điện học gọi là *điện động lực học*.

Sự chuyển dời có hướng của các điện tích tạo ra dòng điện

Dòng điện được tạo thành bởi nhiều nguyên nhân khác nhau. Trong giáo trình này ta chỉ xét những dòng điện được tạo nên bởi tác dụng của điện trường lên các hạt mang điện. Ta gọi những dòng điện đó là dòng điện dẫn hay gọi tắt là dòng điện.

b) Bản chất của dòng điện trong các môi trường dẫn điện khác nhau là khác nhau (được trình bày cụ thể ở chương III). Chẳng hạn, trong kim loại chỉ có electron tự do là có thể di chuyển được trong những khoảng có kích thước lớn hơn nhiều so với kích thước phân tử vì vậy hẳn chất dòng điện trong kim loại là dòng chuyển dời có hướng của các electron tự do. Trong chất điện phân có các ion dương và âm có thể di chuyển tự do, và dòng điện trong chất điện phân là dòng chuyển dời có hướng của các ion...

c) Tuy có bản chất khác nhau song dòng điện bao giờ cũng có những tác dụng đặc trưng giống nhau.

Chuyển động của các electron và ion khoáng thể trực tiếp thấy được. Tuy nhiên có thể căn cứ vào các hiện tượng do dòng điện gây ra để đoán nhận về sự tồn tại của dòng điện. Ta cường độ của nó:

Bất cứ dòng điện nào cũng gây ra từ trường trong không gian xung quanh nó (Xem chương IV). Đó là *tác dụng từ* của dòng điện. Thí nghiệm chứng tỏ rằng, tác dụng từ là dấu hiệu tổng quát nhất của dòng điện và người ta quan sát được tác dụng từ trong mọi trường hợp khác nhau của dòng điện, không phụ thuộc vào bản chất vật dẫn.

Khi dòng điện truyền qua chất điện phân lỏng thì chất này bị phân tích. Đó là *tác dụng hóa học* của dòng điện.

Khi dòng điện truyền qua vật dẫn thì làm nóng vật dẫn. Đó là *tác dụng nhiệt* của dòng điện.

d) Cho điện trường tác dụng vào một môi trường dẫn điện thì các hạt mang điện trái dấu nhau chuyển động theo các chiều ngược nhau. Tuy nhiên sự di chuyển của điện tích âm theo một chiều nào đó tương đương với sự di chuyển của điện tích dương cùng trị số theo chiều ngược lại. Vì vậy, người ta *quy ước lấy chiều chuyển động của các hạt mang điện dương tạo thành dòng điện làm chiều của dòng điện đó*. Thành ra chiều của dòng điện trong vật dẫn kim loại ngược với chiều chuyển động của các electron tự do tạo thành dòng điện.

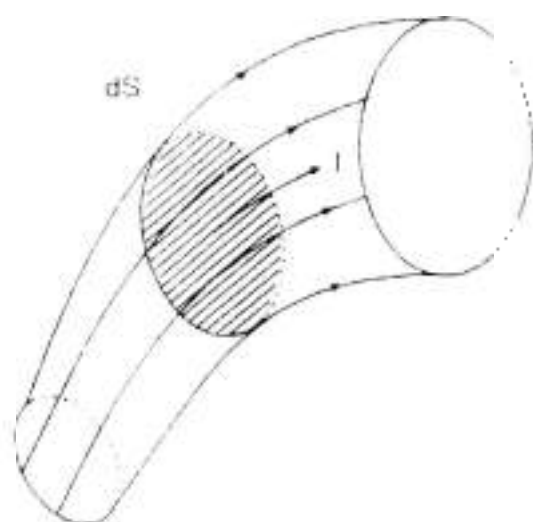
e) Để duy trì dòng điện, cần duy trì điện trường bên trong vật dẫn. Vì năng lượng của điện trường này bị tiêu hao trong quá trình dịch chuyển điện tích, cho nên năng lượng này phải luôn luôn được bổ sung. Như vậy, cần một cơ cấu như thế nào để biến đổi một dạng năng lượng khác (như hóa năng chẳng hạn) thành năng lượng điện trường. Cơ cấu như vậy được gọi là *nguồn điện*. Vì vậy để có dòng điện ta cần nối vật dẫn với các cực của nguồn điện, chẳng hạn với các cực của một pin, hay ắc quy.

2. Cường độ dòng điện và vectơ mật độ dòng điện

Những đường mà dọc theo đó các hạt mang điện chuyển động gọi là đường dòng. Chiều của đường dòng là chiều chuyển động của các điện tích dương. Nhờ các đường dòng ta có ngay khái niệm trực quan về chuyển động của các electron và ion tạo nên dòng điện.

Nếu bên trong vật dẫn có dòng điện ta tách ra, một cách tượng tượng, một ống má mật bên của nó lập bởi những đường dòng, thì các

diện tích khi chuyển động sẽ không cắt mặt bên của ống, nghĩa là các điện tích trong ống không ra khỏi ống và các điện tích ngoài ống cũng không vào trong ống. Người ta gọi ống như vậy là *ống dòng* (H.2.1). Mặt của vật dẫn kim loại đất có lắp là mặt trong các ống dòng.



Hình 2.1

Để đặc trưng định lượng dòng điện, người ta dùng hai đại lượng cơ bản: Cường độ dòng điện và mật độ dòng điện.

a. Cường độ dòng điện

+ Xét một diện tích nhỏ bất kì dS nằm trong môi trường có dòng điện chạy qua (Hình 2.1).

Người ta định nghĩa: *Cường độ dòng điện I chạy qua diện tích dS là một đại lượng vô hướng và được xác định bằng điện lượng dq chuyển qua dS trong một đơn vị thời gian:*

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (2.1)$$

Biết cường độ dòng điện i ta tính được điện lượng q chuyển qua diện tích dS trong khoảng thời gian t :

$$q = \int_0^t dq = \int_0^t i dt. \quad (2.2)$$

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị cường độ dòng điện là ampe, đơn vị điện lượng là culong:

$$1C = 1A \cdot 1s = 1As$$

Cần chú ý rằng, nếu trong môi trường có cả hai loại hạt mang điện chuyển động, và giả sử trong thời gian dt , qua diện tích dS của vật dẫn dòng hạt mang điện dương chuyển qua điện lượng dq_1 , dòng hạt mang điện âm chuyển qua điện lượng có độ lớn dq_2 theo chiều ngược lại, thì cường độ dòng điện qua dS sẽ bằng: $I = \frac{dq_1}{dt} + \frac{dq_2}{dt}$.

+ 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 không đổi ta có

$$q = I \int_0^t dt = It \quad \text{và} \quad I = \frac{q}{t} \quad (2.3)$$

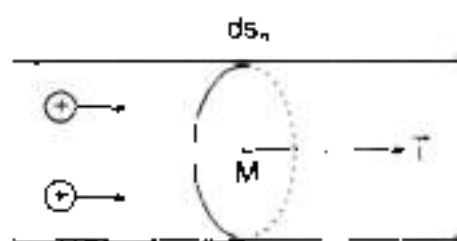
b) Vectơ mật độ dòng điện

- Theo định nghĩa nêu trên, cường độ dòng điện đặc trưng cho độ mạnh của dòng điện đi qua một diện tích cho trước, nhưng nó không đặc trưng được độ mạnh của dòng điện tại từng điểm của môi trường có dòng điện chạy qua. Hơn nữa cường độ dòng điện cũng chưa cho ta biết được phương, chiều của dòng điện. Vì vậy, ngoài cường độ dòng điện, để đặc trưng cho dòng điện người ta còn đưa ra đại lượng *vectơ mật độ dòng điện*

Xét một diện tích nhỏ dS_n đặt tại một điểm M và vuông góc với phương chuyển động của dòng hạt mang điện.

Người ta định nghĩa:

Vectơ mật độ dòng điện $\vec{i}$ tại một điểm M là một vectơ có gốc tại M, có hướng là hướng chuyển động của hạt mang điện dương đi qua điểm đó, và có trị số bằng cường độ dòng điện qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với hướng ấy:



Hình 2.2

$$\vec{i} = \frac{dI}{dS_n} \quad (2.4)$$

Trong hệ SI đơn vị của mật độ dòng điện là ampe trên mét vuông, kí hiệu là A/m^2 . Biết mật độ dòng điện $\vec{i}$ ta suy ra cường độ dòng điện qua diện tích dS_n vuông góc với phương của dòng điện

$$I = \int_{S_n} dI = \int_{S_n} \vec{i} \cdot d\vec{S}_n \quad (2.5)$$

Nếu $\vec{i}$ có giá trị như nhau trên cả diện tích S_n thì

$$I = \int_S dS_n = IS_n \quad (2.6)$$

Để tính được cường độ dòng điện I qua mặt diện tích S bất kì ta chia S thành những phần tử diện tích nhỏ dS và gọi dS_n là hình chiếu của dS trên mặt phẳng vuông góc với hướng chuyển động của dòng hạt mang điện (hướng của $\vec{i}$) ta có $dS_n = dS \cos \alpha$, với α là góc giữa vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích dS với vectơ mật độ dòng điện $\vec{i}$. Rõ ràng là cường độ dòng điện qua dS cũng bằng cường độ dòng điện qua $dS_n = dI = dS_n = dS \cos \alpha = i_n dS$, với $i_n = i \cos \alpha$ là hình chiếu của vectơ $\vec{i}$ trên pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích dS . Kí hiệu $\vec{dS}$ 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:

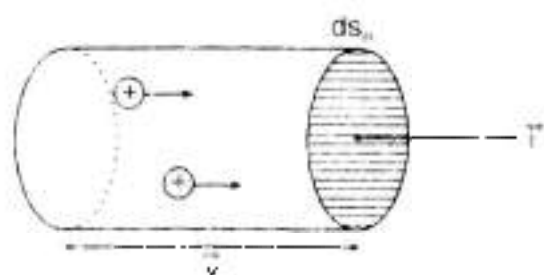
$$dI = i_n dS = \vec{i} \cdot \vec{dS} \quad (2.7)$$

và cường độ dòng điện I qua diện tích S bất kì được tính theo công thức:

$$I = \int_S \vec{i} \cdot \vec{dS} \quad (2.8)$$

+ Ta tìm mối liên hệ giữa mật độ dòng điện $\vec{i}$, mật độ hạt mang điện n_0 , điện tích $|q_0|$ của mỗi hạt và vận tốc trung bình v của chúng.

Trong một đơn vị thời gian, số hạt mang điện đi qua diện tích dS (nói trên là số hạt nằm trong một hình trụ có đáy là dS_n và có chiều cao là v (hình 2.3)



Hình 2.3

$$dn = n_0(v \cdot dS_n)$$

Gọi dI là cường độ dòng điện qua dS_n ta có

$$dI = |q_0| dn = n_0 |q_0| v \cdot dS_n$$

Từ đó ta suy ra:

$$i = \frac{dI}{dS_n} = n_0 |q_0| v \quad (2.9)$$

Dưới dạng vectơ ta có:

$$\vec{i} = n_e q_e \vec{v} \quad (2.10)$$

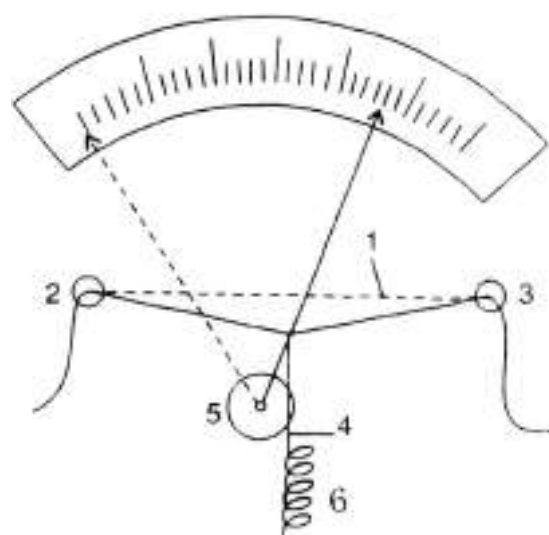
Dễ dàng thấy rằng biểu thức vectơ này được nghiệm đúng đối với cả hai trường hợp: hạt mang điện dương ($q_e > 0$) và hạt mang điện âm ($q_e < 0$). Nếu trong môi trường có cả hai loại hạt mang điện $q_1 > 0$ và $q_2 < 0$, thì mật độ dòng điện là

$$\vec{i} = n_1 |q_1| \vec{v}_1 + n_2 |q_2| \vec{v}_2, \quad (2.11)$$

với $n_1, n_2, |q_1|, |q_2|, v_1, v_2$ tương ứng là mật độ hạt mang điện, độ lớn điện tích và vận tốc (có hướng) trung bình của chúng.

3) Đo cường độ dòng điện

Để phát hiện và đo cường độ dòng điện trong thực tiễn người ta sử dụng tác dụng của dòng điện. Hình 2.4 cho biết sơ đồ cấu tạo của điện kế nhiệt dựa trên tác dụng nhiệt của dòng điện. Điện kế nhiệt gồm một dây kim loại 1 làm bằng vật liệu dãn nở không bị ôxi hóa. Hai đầu dây gắn chặt vào mẫu kim loại 2 và 3. Điểm giữa của dây 1 bị kéo bởi dây 4, dây này vắt qua ròng rọc 5 và gắn chặt vào lò xo 6. Khi dòng điện qua dây 1, thì dây bị đốt nóng và giãn ra, do đó dây 4 dịch chuyển và làm quay ròng rọc và kim này sẽ quay một góc nào đó. Nếu trên thang chia độ của điện kế đã vạch sẵn những số chỉ ampe thì điện kế được gọi là ampe kế. Hiện nay người ta thường sử dụng cách đo cường độ dòng điện dựa trên tác dụng từ của dòng điện (xem chương IV). Cũng có thể đo cường độ dòng điện dựa trên tác dụng hóa học của dòng điện (áp dụng định luật Faraday, xem chương III).



Hình 2.4

§2. ĐỊNH LUẬT OHM CHO ĐOẠN MẠCH ĐỒNG CHẤT. ĐIỆN TRỞ

1. Định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất

a) Nếu trạng thái của vật dẫn đồng chất không biến đổi (không hạn, nhiệt độ của nó không đổi) thì đối với mỗi vật dẫn có một sự phụ thuộc đơn trị giữa hiệu điện thế U đặt vào hai đầu vật dẫn và cường độ dòng điện I qua vật dẫn. $I = f(U)$. Sự phụ thuộc này gọi là *đặc trưng vôn - ampe* của vật dẫn. Đối với nhiều vật dẫn, đặc biệt là đối với kim loại, hàm số $I = f(U)$ có dạng đặc biệt đơn giản

$$I = \lambda U, \quad (2.12)$$

nghĩa là *cường độ dòng điện tỉ lệ thuận với hiệu điện thế U* . Biểu thức (2.12) là *định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất*. Hệ số tỉ lệ λ gọi là *điện dẫn* của vật dẫn, còn đại lượng nghịch đảo của điện dẫn gọi là *điện trở* (thuần) R của vật dẫn:

$$\lambda = \frac{1}{R} \quad (2.13)$$

Thay (2.13) vào (2.12), ta được *dạng khác của định luật Ohm*:

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.14)$$

Công thức (2.14) còn được gọi là *dạng thường của định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất*.

Điện dẫn và điện trở phụ thuộc vào chất làm vật dẫn, vào kích thước và hình dạng cũng như vào trạng thái của vật dẫn.

Trong hệ SI đơn vị điện trở là Ôm (viết tắt Ω). Ôm là điện trở của vật dẫn trong đó có dòng điện cường độ 1A khi hai đầu của nó chịu hiệu điện thế 1V. $1\Omega = \frac{1V}{1A}$.

Đơn vị điện dẫn là Simen (S). Simen là điện dẫn của dây dẫn có điện trở 1 Ω .

b) Nếu đoạn mạch gồm nhiều vật dẫn đồng chất ghép với nhau thì R trong công thức (2.14) là điện trở của cả đoạn mạch.

Trong trường hợp các vật dẫn ghép nối tiếp thì điện trở toàn phần của đoạn mạch là: $R = \sum_i R_i$, với R_i là điện trở của vật dẫn thứ i .

Trong trường hợp các vật dẫn ghép song song thì điện trở tương đương của đoạn mạch được tính theo công thức: $\frac{1}{R} = \sum_i \frac{1}{R_i}$.

2. Điện trở của vật dẫn đồng chất

a) Thực nghiệm cho biết một vật dẫn có dạng hình trụ, chiều dài l , diện tích tiết diện thẳng S , ở một nhiệt độ nhất định có điện trở tính theo công thức

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (2.15)$$

trong đó ρ là hệ số phụ thuộc chất liệu làm vật dẫn và được gọi là điện trở suất của chất liệu đó. Đại lượng nghịch đảo của điện trở suất được gọi là *điện dẫn suất*, kí hiệu σ :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (2.16)$$

Trong hệ đơn vị SI, ρ được đo bằng đơn vị gọi là ôm mét, kí hiệu là $\Omega \cdot m$.

b) *Điện trở suất* (và do đó, *điện trở*) phụ thuộc vào nhiệt độ theo công thức

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t^\circ), \quad (2.17)$$

$$R = R_0(1 + \alpha t^\circ), \quad (2.18)$$

trong đó ρ_0 , ρ , R_0 , R tương ứng là điện trở suất và điện trở ở nhiệt độ $0^\circ C$ và t° ; α được gọi là *hệ số nhiệt của điện trở*, có đơn vị là K^{-1} trong hệ đơn vị SI. Đối với kim loại $\alpha > 0$ (thí dụ với đồng $\alpha = 0,0040 K^{-1}$); còn đối với chất điện phân $\alpha < 0$. Nếu nhiệt độ biến đổi trong một khoảng đủ nhỏ thì có thể coi α là không đổi trong khoảng nhiệt độ đó.

c) Thí nghiệm đã chứng tỏ rằng ở những nhiệt độ rất thấp, điện trở suất của một số kim loại và hợp kim biến thiên theo nhiệt độ không theo như công thức (2.18). Cụ thể là khi nhiệt độ hạ xuống

đơn một nhiệt độ T , nào đó điện trở suất và do đó, điện trở của chúng giảm đột ngột đến trị số bằng 0. Đó là *hiện tượng siêu dẫn*, và khi đó kim loại hoặc hợp kim đó trở thành siêu dẫn. Hiện tượng siêu dẫn do nhà vật lý Hà Lan Kammerling Onnes phát hiện ra năm 1911. Khi giảm nhiệt độ của thủy ngân xuống đến 4,2K ông nhận thấy điện trở suất của thủy ngân giảm đột ngột đến giá trị bằng không (hình 2.5).

Sau đó người ta đã phát hiện ra nhiều kim loại và hợp kim có tính siêu dẫn, và nhiệt độ T của chúng đều rất thấp, không vượt quá 25K. Chẳng hạn với kẽm $T_c = 0,79\text{K}$; với nhôm $T_c = 1,2\text{K}$; với chì $T_c = 7,2\text{K}$; với nitrát natri $T_c = 15,2\text{K}$.

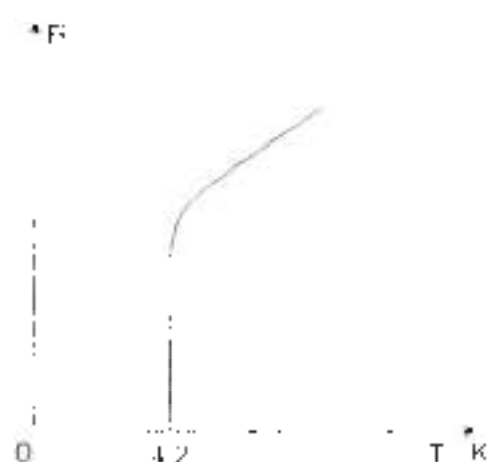
Sau đó người ta đã phát hiện ra

nhiều kim loại và hợp kim có tính siêu dẫn, và nhiệt độ T của chúng đều rất thấp, không vượt quá 25K. Chẳng hạn với kẽm $T_c = 0,79\text{K}$; với nhôm $T_c = 1,2\text{K}$; với chì $T_c = 7,2\text{K}$; với nitrát natri $T_c = 15,2\text{K}$.

Khi vật ở trạng thái siêu dẫn, điện trở của nó bằng không. Vì vậy nếu trong một vòng dây siêu dẫn có dòng điện chạy thì dòng điện này có thể tồn tại rất lâu sau khi bỏ nguồn điện đi. Các chất siêu dẫn có nhiều ứng dụng thực tế. Người ta đã chế tạo ra những nam châm điện có cuộn dây bằng chất siêu dẫn, có thể tạo ra từ trường mạnh trong một thời gian dài mà hầu như không hao phí năng lượng và tỏa nhiệt. Ngày nay việc tìm kiếm, chế tạo được các vật liệu có tính siêu dẫn ở nhiệt độ cao là một trong các vấn đề các nhà vật lý đang quan tâm giải quyết. (xem chương III)

3. Dạng vi phân của định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất

Ta hãy tìm một công thức biểu diễn định luật Ohm, nhưng áp dụng được đối với mỗi điểm của dây dẫn, gọi là *dạng vi phân của định luật Ohm*. Muốn vậy, trong một trường có dòng điện, tại lân cận điểm khảo sát ta vẽ tương tự



Hình 2.5



Hình 2.6

một hình trụ kích thước rất nhỏ có các đường sinh song song với vectơ mật độ dòng $\vec{i}$, chiều dài dl và đáy có diện tích dS (xem hình 2.6). Điện trở của hình trụ là $R = \rho \frac{dl}{dS}$. Dòng điện chạy trong hình trụ có cường độ $dI = i dS$. Kí hiệu hiệu điện thế đặt vào hai đáy hình trụ đó là dU . Theo công thức định luật Ohm ta có

$$i dS = \frac{dU}{\rho \frac{dl}{dS}}$$

Suy ra
$$i = \frac{1}{\rho} \frac{dU}{dl}$$

Đại lượng $\sigma = \frac{1}{\rho}$ được gọi là *điện dẫn suất* của môi trường. Về mặt trị số (theo (1.66)) ta có $E = \frac{dU}{dl}$, với E là cường độ điện trường tại điểm đang xét. Do đó ta có

$$i = \sigma E \quad (2.19a)$$

Ta đã biết chuyển động của các điện tích tạo thành dòng điện bao giờ cũng có thể quy về chuyển động của các điện tích dương; do đó, tại mỗi điểm, các vectơ $\vec{i}$ và $\vec{E}$ có cùng chiều. Vì vậy ta có thể viết

$$\vec{i} = \sigma \vec{E} \quad (2.19)$$

Đó là *dạng vi phân của định luật Ohm*, cho ta biết mối liên hệ giữa vectơ mật độ dòng điện và vectơ cường độ điện trường tại mỗi điểm của môi trường.

4. Điện trở của một môi trường dẫn điện

Trong nhiều trường hợp, áp dụng các công thức (2.14) và (2.19a) ta có thể tìm được điện trở của một môi trường dẫn điện

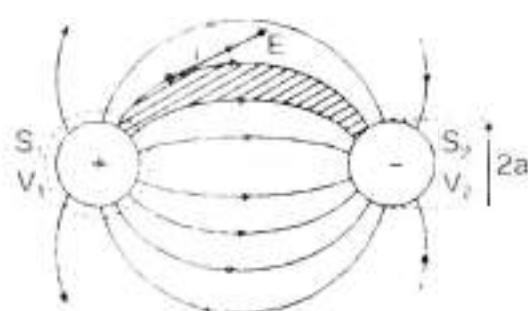
Giả sử hai điện cực bề mặt S_1, S_2 được nối với hai cực của một nguồn điện có điện thế V_1 và V_2 (hình 2.7). Ta hãy xác định điện trở của môi trường dẫn điện giữa hai điện cực đó.

Điện trở của môi trường dẫn điện xác định được dễ dàng theo công thức (2.14) nếu xác định được cường độ dòng điện I qua môi trường dẫn điện. Để xác định cường độ dòng điện I , ta tính cường độ

điện trường trong môi trường dẫn điện theo điện thế đã biết của các điện cực. Sau đó dùng công thức (2.10) xác định mật độ dòng điện. Xét một mặt kín S bao kín hoàn toàn một điện cực, cường độ dòng điện i qua mặt S xác định được theo công thức (2.8)

$$i = \int_S \vec{j} \cdot d\vec{S}.$$

Cần chú ý chọn mặt kín S sao cho thích hợp với điều kiện đối xứng của bài toán, để phép tính trở nên đơn giản hơn. Để làm ví dụ ta xét bài toán:



Hình 2.7

Xác định điện trở của một tụ điện trụ

Giả sử có một tụ điện trụ. Cường độ điện trường tại vị trí cách trục hình trụ một khoảng r là:

$$E = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r h},$$

trong đó

$Q = C(V_1 - V_2)$ là điện tích tụ điện;

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0 h}{\ln \frac{R_1}{R_2}} \text{ là điện dung tụ điện}$$

(xem bài tập 1.32).

Từ đó rút ra:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{r \ln \frac{R_1}{R_2}}$$

Nếu lớp điện môi dẫn điện, có điện dẫn suất σ thì mật độ dòng là

$$j = \sigma E = \sigma \frac{V_1 - V_2}{r \ln \frac{R_1}{R_2}}$$

Xét mặt trụ S bán kính r . Vì lý do đối xứng, vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ vuông góc với mặt trụ S , nên cường độ dòng I qua mặt trụ S là: $I = i.S$

$$I = \sigma \frac{2\pi h}{\ln \frac{R_1}{R_2}} (V_1 - V_2)$$

Như vậy, điện trở "dò" R của tụ điện theo công thức (2.14), là

$$R = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{\ln \frac{R_1}{R_2}}{\sigma \cdot 2\pi h},$$

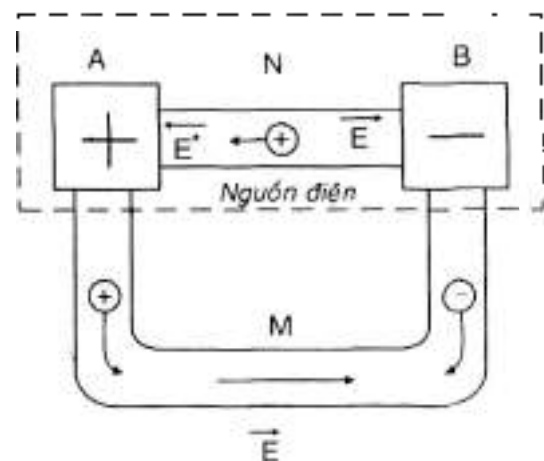
trong đó σ là điện dẫn suất của lớp cách điện giữa hai cực của tụ điện. Công thức này có thể dùng để tính điện trở dò của các dây cáp dẫn điện đồng trục.

§3. NGUỒN ĐIỆN. ĐỊNH LUẬT OHM TỔNG QUÁT

1. Nguồn điện. Trường lực lạ

Để đi tới một định nghĩa tổng quát về nguồn điện, ta xét hai vật dẫn A và B mang điện tích trái dấu: A mang điện dương, B mang điện âm. Như vậy A có 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 (xem hình 2.9) thì các hạt mang điện dương sẽ chuyển động theo chiều điện trường từ A đến B , còn các hạt mang điện âm thì chuyển động theo chiều ngược lại.



Hình 2.9

Kết quả là trong vật dẫn M xuất hiện dòng điện, điện thế của A giảm dần còn điện thế của B tăng dần. Cuối cùng, khi A và B có cùng điện thế, dòng điện sẽ ngừng lại. Muốn duy trì dòng điện ta phải đưa các hạt mang điện dương từ B trở về A (và các hạt mang điện âm từ A trở về B) dọc theo vật dẫn N. Nhưng, vì bị điện trường tích ngán cản, nên các hạt mang điện dương không thể tự chúng chuyển động ngược chiều điện trường tích để về A được. Vì vậy ta phải tác dụng lên hạt mang điện dương một lực cu khả năng làm cho nó chuyển động ngược chiều điện trường tích (hình 2.9). (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, kí hiệu là $\vec{F}$.

Trường lực gây ra lực ấy được gọi là *trường lực lạ*. Nguồn tạo ra trường lạ ấy được gọi là *nguồn điện*. Bản chất của lực lạ trong các nguồn điện khác nhau thì khác nhau. Thí dụ, trong pin và acquy 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...

+ Nếu trường lực lạ tác dụng lên điện tích q một lực là $\vec{F}$ thì, cũng quan niệm tương tự như với các lực tĩnh điện, ta gọi

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (2.20)$$

là *vector cường độ trường lực lạ*. Cường độ trường lực lạ có số trị bằng lực tác dụng lên một đơn vị điện tích dương ($q = +1$).

+ Khi trong đoạn mạch tồn tại trường lực lạ thì định luật Ohm dạng vi phân (2.19) có dạng tổng quát

$$\vec{j} = n(\vec{E} + \vec{E}) \quad (2.21)$$

với $\vec{E}$ là vector cường độ điện trường tĩnh. Tại các đoạn mạch có trường lực lạ từ trong nguồn điện, thì vector cường độ trường lực lạ $\vec{E}$ cùng phương ngược chiều với vector điện trường $\vec{E}$, nhưng về độ lớn thì $E \gg E$ (hình 2.9). Do đó lực tổng hợp tác dụng lên hạt mang điện dương ngược chiều với vector $\vec{E}$, làm cho hạt mang điện dương đi ngược chiều điện trường để đi đến điện thế cao. Như đó dòng điện

được duy trì trong mạch kín. Như vậy lực la có khả năng tách các điện tích trái dấu và duy trì sự chênh lệch điện thế ở các điểm bên trong nguồn, nghĩa là tạo ra gradient điện thế trong nguồn.

2) Định luật Ohm tổng quát. Suất điện động của nguồn điện

a) Ta chuyển định luật Ohm tổng quát dạng vi phân (2.21) sang dạng tích phân hay dạng thường. Muốn vậy xét mạch kín (xem hình 2.10) và giả sử trên đoạn 1 - 2 của mạch có tồn tại trường lực la (chẳng hạn có mắc một pin). Ta hãy tưởng tượng một đoạn mạch nhỏ, dài dl , sao cho trên đoạn này có thể coi tiết diện ngang S là không đổi, còn các vectơ $\vec{E}$, $\vec{E'}$ và $\vec{i}$ là đều (trong khắp tiết diện S đó). Nhân vô hướng cả hai vế của phương trình (2.21) với vectơ $d\vec{l}$, vectơ này hướng dọc theo chiều dài vật dẫn và cùng chiều với vectơ $\vec{i}$, có độ lớn bằng dl . Ta có

$$\vec{i} \cdot d\vec{l} = \sigma (\vec{E} + \vec{E'}) \cdot d\vec{l}$$

hay
$$\vec{i} \cdot d\vec{l} = \sigma (\vec{E} \cdot d\vec{l} + \vec{E'} \cdot d\vec{l})$$

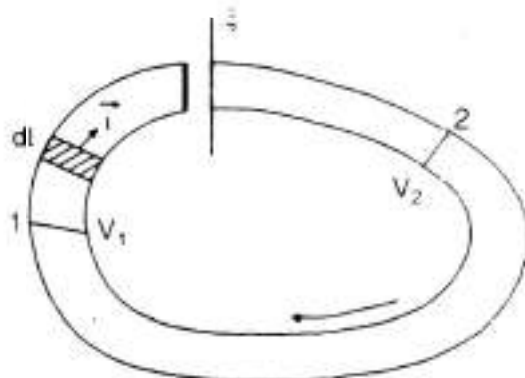
Thay $i = \frac{I}{S}$ và $\sigma = \frac{1}{\rho}$ vào, ta được

$$I \cdot \frac{\rho}{S} dl = (\vec{E} \cdot d\vec{l}) + (\vec{E'} \cdot d\vec{l})$$

Lấy tích phân phương trình trên theo độ dài đoạn mạch từ 1 đến 2, và lưu ý rằng cường độ dòng điện I không đổi, ta có

$$I \int_1^2 \rho d\frac{1}{S} = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} - \int_1^2 \vec{E'} \cdot d\vec{l} \quad (2.22)$$

Biểu thức (2.22) là định luật Ohm tổng quát cho đoạn mạch 1 - 2 được viết dưới dạng tích phân



Hình 2.10

b. Ta xét *vật dẫn* *h* của từng số hạng trong (2.22)

+ Trước hết, tích phân $\int_1^2 \vec{E} d\vec{l}$ là *hà số* của vectơ cường độ điện

trường tính trên đoạn 1 - 2, đó cũng là công làm dịch chuyển một đơn vị điện tích dương từ điểm 1 đến điểm 2. Ta đã biết (Chương 1)

$$\int_1^2 \vec{E} d\vec{l} = V_1 - V_2 \quad (2.23)$$

trong đó V_1, V_2 tương ứng là điện thế của trường tính điện tại các điểm 1 và 2

+ Tích phân $\int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l}$ là *hà số* của vectơ cường độ trường lực là

trên đoạn 1 - 2 và được gọi là *suất điện động* $\mathcal{E}$, tác dụng trên đoạn mạch 1 - 2:

$$\mathcal{E}_{12} = \int_1^2 \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (2.24)$$

Suất điện động $\mathcal{E}_{12}$ có trị số bằng công thực hiện bởi các lực lạ khi dịch chuyển một đơn vị điện tích dương dọc theo vật dẫn từ điểm 1 đến điểm 2. Công này thực hiện được nhờ năng lượng cung cấp bởi nguồn điện. Vì thế đại lượng $\mathcal{E}_{12}$ chính là *suất điện động* $\mathcal{E}$ của nguồn điện mắc trong đoạn mạch 1 - 2:

Như vậy suất điện động của nguồn điện là một đại lượng có giá trị bằng công do nguồn tạo ra làm dịch chuyển một đơn vị điện tích dương một vòng quanh mạch kín của nguồn đó

Nếu A là công làm dịch chuyển điện tích q một vòng quanh mạch kín thì suất điện động của nguồn là

$$\mathcal{E} = \frac{A}{q} \quad (2.25)$$

Ta cũng thấy ngay rằng suất điện động có thứ nguyên của hiệu điện thế. Trong hệ đơn vị SI, đơn vị của suất điện động là vôn, kí hiệu là V

+ Tích phân $\int_1^2 \frac{dl}{S}$ là điện trở toàn phần R_{12} trên đoạn mạch

giữa hai điểm 1 - 2.

$$R_{12} = \int_1^2 \rho \frac{dl}{S} \quad (2.26)$$

Thay (2.23), (2.24), (2.26) vào (2.22) ta được *định luật Ohm tổng quát*

$$IR_{12} = (V_1 - V_2) + \xi \quad (2.27)$$

+ Trong công thức biểu thị định luật Ohm tổng quát (2.27), tích IR_{12} được gọi là *độ giảm điện thế* trên đoạn mạch 1 - 2. Kí hiệu độ giảm điện thế bằng U_{12} , ta có

$$U_{12} = IR_{12} = V_1 - V_2 + \xi \quad (2.28)$$

Ta thấy độ giảm điện thế trên đoạn 1 - 2 là một đại lượng có trị số bằng công thức hiện bởi trường tổng hợp của lực Coulomb và lực lạ, khi dịch chuyển một đơn vị điện tích dương dọc theo mạch từ điểm 1 đến điểm 2. Như vậy, khái niệm độ giảm điện thế tổng quát hơn khái niệm hiệu điện thế đã xét ở chương I. Độ giảm điện thế U_{12} trên đoạn mạch 1 - 2, chỉ trùng với hiệu điện thế $(V_1 - V_2)$ ở hai đầu đoạn mạch khi $\xi = 0$. Trường hợp này xảy ra khi không có trường lực lạ trên đoạn 1 - 2, hoặc tổng đại số các suất điện động trên đoạn mạch đó bằng không. Khi $\xi = 0$ ta có

$$U_{12} = IR_{12} = V_1 - V_2 \quad (2.29)$$

Kết quả này trùng với định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất (2.14). Đến đây ta thấy rằng nếu đoạn mạch là không đồng chất sẽ xuất hiện suất điện động. Sự không đồng chất của đoạn mạch có thể là do trên đoạn mạch đó có vật dẫn loại một (kim loại) và loại hai (dung dịch điện phân) tiếp xúc với nhau; cũng có thể hiểu theo nghĩa rộng hơn, là dọc theo đoạn mạch có gradien nhiệt độ làm cho các phần của đoạn mạch không cùng một trạng thái (xem chương III).

c) Cũng như định luật Ohm cho mạch đồng chất, định luật Ohm cho mạch kín chỉ là một trường hợp riêng của định luật Ohm tổng quát. Thực vậy, đối với mạch kín thì điểm 1 trùng điểm 2; khi đó $V_1 = V_2$, và $R_{12} = R$ là điện trở của cả mạch kín bao gồm cả điện trở r của nguồn (gọi là điện trở trong) và điện trở bên ngoài nguồn (thường gọi là điện trở ngoài R_n): $R = r + R_n$, còn ξ là tổng đại số các

suất điện động có trong mạch kín $\mathcal{E} = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}$. Từ đó ta có

$$IR = \mathcal{E} \quad (2.30)$$

d) Chú ý. Khi vận dụng công thức định luật Ohm tổng quát (2.27) ta cần lưu ý rằng, công thức đó chỉ áp dụng cho đoạn mạch mà trên suốt đoạn mạch đó, dòng điện có cùng một giá trị I ở mọi điểm, v.t. nếu chưa biết chiều dòng điện thì ta tùy ý chọn chiều dòng điện cho đoạn mạch. Giữa hai điểm ngoài cùng của đoạn mạch, điểm 1 và điểm 2 chẳng hạn, ta tùy ý chọn chiều đường đi. Nếu đi trên đoạn mạch đó từ 1 đến 2, thì khi đó điểm 1 là điểm đầu, còn điểm 2 là điểm cuối đường đi. Sau khi đã chọn chiều dòng điện (nếu cần thiết) và chọn chiều đường đi trên đoạn mạch thì ta thực hiện các bước và các quy ước sau đây:

- Lấy điện thế điểm đầu trừ điện thế điểm cuối đường đi;
- Suất điện động nhận dấu dương nếu ta đi qua nguồn từ cực âm sang cực dương của nguồn điện;
- Dòng điện I nhận dấu dương nếu nó hướng theo chiều đường đi.

Nếu kết quả tính toán cho ta giá trị âm của cường độ dòng điện thì chiều thực của dòng điện trên đoạn mạch ngược với chiều dòng điện giả định ở trên.

§4. ĐỊNH LUẬT JOULE. CÔNG VÀ CÔNG SUẤT ĐIỆN

1. Định luật Joule

Ta đã biết rằng vật dẫn nóng lên khi dòng điện chạy qua nó. Năm 1840 hai nhà bác học Joule và Lenz đã tìm ra bằng thực nghiệm công thức xác định nhiệt lượng Q tỏa ra trên vật dẫn có điện trở R khi có dòng điện I đi qua nó trong thời gian t :

$$Q = RI^2t. \quad (2.31)$$

Nhiệt lượng Q tỏa ra trên một đoạn dây dẫn khi có một dòng điện không đổi I chạy qua, tỉ lệ với điện trở R của dây, với bình

phương cường độ dòng điện và với thời gian t dòng điện đi qua dây dẫn.

Đó là nội dung của *định luật Joule - Lenz*, gọi tắt là định luật Joule.

Đối với dòng điện I biến đổi theo thời gian ta có thể tính được nhiệt lượng tỏa ra trên đoạn mạch có điện trở R sau thời gian t bằng công thức:

$$Q = \int_0^t RI^2 dt \quad (2.32)$$

Sự tỏa nhiệt trong các vật dẫn điện có dòng điện chạy qua (gọi là hiệu ứng Joule) giữ một vai trò quan trọng trong kĩ thuật. Tất cả các dụng cụ dùng để đốt nóng bằng điện đều dựa vào hiệu ứng Joule: bếp điện, bàn là, lò sưởi điện, hàn điện, đúc điện. Đèn điện nóng sáng là một trong những ứng dụng phổ biến nhất của hiệu ứng Joule.

Tuy nhiên hiệu ứng này cũng có mặt bất lợi: đó là sự tỏa nhiệt hao phí vô ích trong nguồn điện, trong các dây dẫn truyền tải điện năng đi xa ..

Công suất tỏa nhiệt trên vật dẫn là

$$P = \frac{Q}{t} = RI^2 \quad (2.33)$$

2. Định luật Joule dưới dạng vi phân

Từ công thức (2.33) có thể rút ra công thức xác định *mật độ công suất nhiệt* w , là đại lượng đặc trưng cho sự tỏa nhiệt tại các điểm khác nhau của vật dẫn và có giá trị bằng *công suất nhiệt tỏa ra trong một đơn vị thể tích*: $w = \frac{dP}{dV}$. Muốn vậy ta tưởng tượng tách ra

một hình trụ đủ nhỏ trong vật dẫn (xem hình 2.6) có các đường sinh song song với vectơ mật độ dòng $\vec{i}$, chiều dài dl và đáy có diện tích dS . Trong một đơn vị thời gian nhiệt lượng tỏa ra trong hình trụ đó là $dP = I^2 dR = I^2 \rho \frac{dl}{dS}$

Mặt khác ta có $I = i dS$ và $i = \sigma E$, nên ta được

$$dP = \sigma E^2 dV, \text{ với } dV = dl dS.$$

Tu do

$$a = \frac{dP}{dV} = \sigma E^2 \quad (2.34)$$

Công thức (2.34) biểu thị định luật Joule dưới dạng vi phân.

3. Công của dòng điện

a) Ta đã biết điện tích q di chuyển từ điểm 1 đến điểm 2 mà giữa chúng có hiệu điện thế $V_1 - V_2$ sẽ thực hiện công được tính bằng biểu thức $A = q(V_1 - V_2)$ (2.35). Kết quả đó cũng áp dụng cả cho trường hợp dòng điện không đổi. Đặt một hiệu điện thế U vào hai đầu một đoạn mạch đồng chất bất kì tiêu thụ điện năng. Dưới tác dụng của điện trường các điện tích tự do chuyển dời trong đoạn mạch tạo thành dòng điện I . Sau khoảng thời gian t , công của lực điện làm di chuyển điện lượng $q = It$ trong mạch, theo công thức (2.35) và (2.34), bằng

$$A = qU = UIt = RI^2t = \frac{U^2}{R}t \quad (2.36)$$

Ta thấy khi dòng điện không đổi đi qua mạch điện đồng chất thì trên đoạn mạch đó chỉ có sự biến đổi điện năng thành nhiệt năng.

Đối với đoạn mạch không đồng chất thì công di chuyển điện tích q là công của lực điện và lực lạ:

$$A = qU + q\mathcal{E} = (U + \mathcal{E})It. \quad (2.37)$$

Áp dụng định luật Ohm tổng quát (2.27) ta có

$$A = (U + \mathcal{E})It = RI^2t. \quad (2.38)$$

Trong trường hợp mạch kín thì $U = 0$ nên ta có

$$A = \mathcal{E}It. \quad (2.39)$$

Nghĩa là công của dòng điện sản ra trong toàn mạch bằng công của nguồn điện. Một lần nữa ta nhấn mạnh rằng công toàn phần của lực tĩnh điện UIt trong mạch kín bằng không, vì nếu như trong phần này của mạch kín (ở mạch ngoài) dòng điện chạy theo chiều điện trường lực tĩnh điện thực hiện công dương thì ở phần còn lại của mạch kín (ở bên trong nguồn điện) dòng điện sẽ đi ngược chiều điện trường (do đó, lực tĩnh điện thực hiện công âm). Bên trong

nguồn điện các lực la thực hiện công để tách các điện tích, tạo ra điện trường và chuyển một dạng năng lượng nào đó thành điện năng. Vì thế trong mạch kín nguồn điện thực hiện công.

4. Công suất của dòng điện

Công suất là đại lượng đặc trưng cho tốc độ sinh công, được tính bằng công thức

$$P = \frac{A}{t} \quad (2.40)$$

Từ các công thức (2.36), (2.37) và (2.39) ta tìm được các biểu thức của công suất:

- Trong đoạn mạch đồng chất

$$P = UI \quad (2.41)$$

- Trong đoạn mạch chứa nguồn

$$P = UI + \mathcal{E}I \quad (2.42)$$

- Và trong mạch kín (công suất của nguồn điện):

$$P = \mathcal{E}I \quad (2.43)$$

Trong hệ đơn vị SI, công và nhiệt lượng đo bằng Jun (kí hiệu J) và công suất đo bằng oát (kí hiệu W).

5. Hiệu suất của nguồn điện

Xét một mạch điện kín gồm một nguồn điện có suất điện động $\mathcal{E}$, điện trở trong r và mạch ngoài có điện trở R . Cường độ dòng điện trong mạch được xác định bằng công thức (2.30):

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r} \quad (2.44)$$

Do đó công suất của nguồn điện, theo (2.43)

$$P = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r} \quad (2.45)$$

Công suất của dòng điện sản ra ở mạch ngoài có thể sử dụng được, vì vậy ta gọi là *công suất hữu ích* và kí hiệu là P_h :

$$P_h = RI^2 = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R + r)^2} \quad (2.46)$$

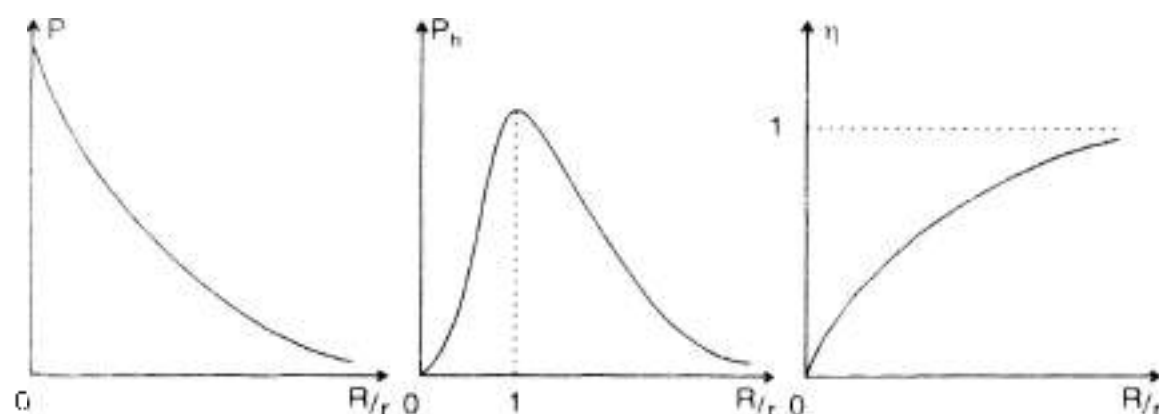
Biến đổi biểu thức của P_h :

$$P_h = \frac{\mathcal{E}^2}{\left(\sqrt{R} + \frac{r}{\sqrt{R}}\right)^2} \quad (2.47)$$

Ta thấy với một nguồn điện nhất định ($\mathcal{E}$ xác định) tích hai số hạng trong dấu ngoặc ở mẫu số của biểu thức (2.47) bằng r , là một số không đổi; vì vậy tổng hai số hạng đó (và, do đó, mẫu số của biểu thức (2.47)) sẽ nhỏ nhất khi hai số hạng đó bằng nhau, nghĩa là khi $r = R$. Như vậy P_h sẽ lớn nhất khi điện trở mạch ngoài bằng điện trở trong của nguồn. Thành thử muốn nguồn điện cho một công suất hữu ích cực đại ta cần chọn điện trở R ở mạch ngoài bằng điện trở trong của nguồn điện.

Tỉ số $\eta = \frac{P_h}{P}$ được gọi là *hiệu suất* của nguồn điện. Từ (2.45) và (2.46) suy ra

$$\eta = \frac{R}{R + r} \quad (2.48)$$



Hình 2.11

Từ (2.48) ta thấy khi điện trở mạch ngoài rất lớn so với điện trở trong của nguồn ($R \gg r$) thì hiệu suất $\eta = 1$.

Đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của P , P_h và η vào tỉ số R/r được vẽ trên hình 2.11.

§5. PHƯƠNG PHÁP KIRCHHOFF

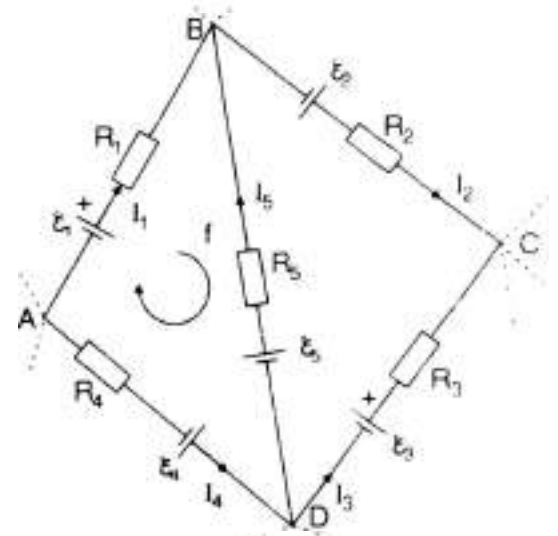
Trong nhiều trường hợp, để giải các bài toán về mạch điện phức tạp, thay cho việc áp dụng định luật Ohm tổng quát (2.27), người ta thường áp dụng các định luật Kirchhoff.

1. Mạch phân nhánh

Ở trên ta mới xét mạch điện đơn giản, trong đó chỉ có một mạch kín. Bây giờ ta xét mạch điện phân nhánh, chẳng hạn như mạch điện có sơ đồ trên hình 2.12.

+ Ta gọi nút của mạch phân nhánh (gọi tắt là nút) là điểm hội tụ của một nhóm gồm ít nhất là ba dây dẫn. Mạch điện ở hình 2.12 có bốn nút A, B, C, D. Giữa hai nút cạnh nhau có các nhánh, là đoạn mạch không phân nhánh, trên đó có các dòng điện tương ứng đi qua: $I_1, I_2, \dots$; trên mỗi nhánh có thể có nhiều nguồn điện, điện trở và dụng cụ tiêu thụ điện (động cơ điện, ắc quy đang nạp điện...).

+ Một mạch kín bất kì tách ra từ mạch điện phân nhánh thường được gọi là *mắt mạng* (hay *mạch vòng*). Ở hình 2.12 ta thấy có ba mắt mạng ABCDA, ABDA và DBCD. Bản thân mạch điện phân nhánh vẽ trên hình 2.12 có thể chỉ là một phần trong một mạng điện phức tạp hơn.



Hình 2.12

+ Để tính cường độ dòng điện trong từng nhánh của mạch điện ta áp dụng định luật Ohm tổng quát (2.24) và định luật bảo toàn điện tích. Tuy nhiên người ta đã tìm ra được nhiều quy tắc nhiều phương pháp khác nhau để có thể giải các bài toán về mạch điện phức tạp, trong số đó có các quy tắc tổng quát và cơ bản nhất là các quy tắc Kirchhoff, còn gọi là các định luật Kirchhoff.

2. Các định luật Kirchhoff

a) *Định luật Kirchhoff I* (định luật về nút). Định luật này thực

chính là định luật bảo toàn dòng điện (hay định luật bảo toàn điện tích áp dụng cho dòng điện không đổi). Ta xét một nút nào đó, nút B chẳng hạn. Theo định luật bảo toàn dòng điện, nếu trong mạch có dòng điện không đổi thì tổng các dòng điện đi tới B (I_1 và I_2) phải bằng tổng các dòng điện đi khỏi B (nghĩa là $I_3 + I_4 = I_1 + I_2$ hay $I_1 + I_2 - I_3 - I_4 = 0$). (2.49)

Nếu ta quy ước đánh dấu "+" cho những dòng điện đi tới nút, và dấu "-" cho những dòng điện rời khỏi nút, thì (2.49) có thể viết được dạng

$$\sum_k I_k = 0, \quad (2.50)$$

nghĩa là: *Tổng đại số những cường độ dòng điện đi qua một nút phải bằng không.* Đó là định luật Kirchhoff I.

b) *Định luật Kirchhoff II* (định luật về mắt mạng). Định luật này thực chất là vận dụng định luật Ohm tổng quát (2.27) cho một mạch kín bất kì. Xét một mắt nào đó, chẳng hạn là mắt ABCDA. Ta chọn một chiều dương đi f trên mắt này (xem hình 2.12) và áp dụng định luật Ohm (2.24) cho các đoạn mạch không phân nhánh của mắt đó. Ta có:

Với đoạn mạch AR₁B:

$$V_A - V_B + \mathcal{E}_1 = I_1 R_1 \quad (1)$$

Với đoạn mạch BR₂C:

$$V_B - V_C + \mathcal{E}_2 = I_2 R_2 \quad (2)$$

Với đoạn mạch CR₃D:

$$V_C - V_D - \mathcal{E}_3 = -I_3 R_3 \quad (3)$$

Với đoạn mạch DR₄A:

$$V_D - V_A - \mathcal{E}_4 = -I_4 R_4 \quad (4)$$

Cộng các phương trình (1) - (4) vế với vế ta được:

$$\sum_k \mathcal{E}_k = \sum_k I_k R_k, \quad (2.51)$$

trong đó R_k ứng với $R_1, R_2, \dots$ trong các phương trình trên nên hiểu một cách tổng quát là điện trở toàn phần của đoạn mạch không phân nhánh giữa hai nút cạnh nhau, bao gồm cả điện trở trong của các

nguồn điện nằm trên đoạn mạch. Phương trình (2.51) có thể phát biểu là: Trong một mặt bất kì, tổng đại số các suất điện động $\mathcal{E}$ trong mặt đó bằng tổng đại số các độ giảm điện thế $I_k R_k$ trên các đoạn mạch không phân nhánh thuộc mặt đó. Đó là định luật Kirchhoff II.

Khi lập phương trình (2.51) cho mặt, cần tuân theo các quy ước về dấu như sau (giống như với định luật Ohm tổng quát): Đánh dấu "+" cho những suất điện động của nguồn điện mà chiều đường đi từ cực âm sang cực dương của nó trùng với chiều đường đi f , và đánh dấu "+" cho dòng điện nào cùng chiều với f và ngược lại.

3. Cách giải bài toán về mạch điện dựa trên các định luật Kirchhoff

Ta tiến hành các bước như sau:

Bước 1. Nếu chưa biết chiều của dòng điện trong một đoạn mạch không phân nhánh nào đó, ta giả thiết dòng điện trên nhánh đó chạy theo một chiều tùy ý nào đó. Nếu chưa biết các cực của nguồn điện mắc vào đoạn mạch, ta giả thiết vị trí các cực đó.

Bước 2. Nếu có n ẩn số (các đại lượng cần tìm) cần lập n phương trình dựa trên các định luật Kirchhoff.

Với mạch có m nút mạng, ta áp dụng định luật Kirchhoff I để lập $m - 1$ phương trình độc lập (về các dòng điện). Số $n - m + 1$ phương trình độc lập còn lại sẽ được lập bằng cách áp dụng định luật Kirchhoff II cho các mặt mạng. Để có phương trình độc lập, phải chọn sao cho trong mỗi mặt ta chọn, ít nhất phải có một đoạn mạch không phân nhánh mới (chưa tham gia vào các mặt khác). Để lập phương trình cho mặt, trước hết phải chọn chiều đường đi f , một cách tùy ý.

Bước 3. Giải hệ thống phương trình đã lập được.

Bước 4. Biện luận. Nếu cường độ dòng điện ở một đoạn mạch tính được có giá trị dương thì chiều dòng điện giả định (ở bước 1) đúng là chiều thực của dòng điện trong đoạn mạch đó; còn nếu cường độ dòng điện tính được có giá trị âm thì chiều dòng điện thực ngược với chiều đã giả định và ta chỉ cần đổi chiều dòng điện đã vẽ ở đoạn

mạch đó trên sơ đồ. Nếu suất điện động của nguồn điện chưa biết trên một đoạn mạch tính được có giá trị dương thì vị trí giả định của các cực của nó sẽ bước 1) là phù hợp với thực tế. Còn nếu suất điện động đó có giá trị âm thì phải đổi lại vị trí các cực của nguồn.

4. Thí dụ

Cho mạch điện có sơ đồ như trên hình 2.13a. Cho biết $\mathcal{E}_1 = 8V$; $\mathcal{E}_2 = 5V$; $R_1 = 2\Omega$; $R_2 = 4\Omega$; $R_3 = 3\Omega$. Các nguồn có điện trở trong không đáng kể. Hãy xác định suất điện động của nguồn điện $\mathcal{E}_2$ và cách mắc các cực của nó vào hai điểm a, b như thế nào để trên đoạn mạch 3 – 6 có dòng điện $I_2 = 1A$ có chiều đi tới nút 3.

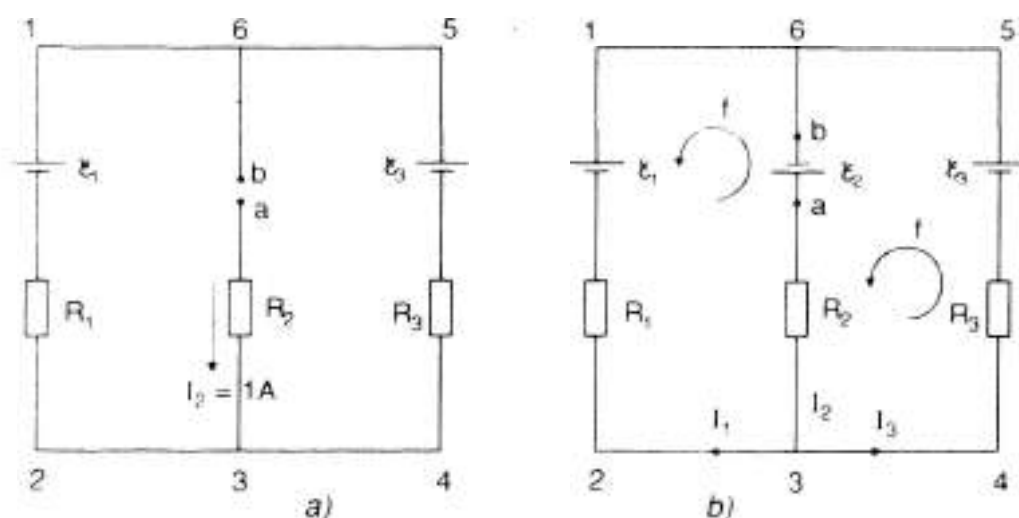
Giải: Bài toán có 3 ẩn số là $\mathcal{E}_2$, I_1 và I_3 , chưa biết độ lớn và chiều. Giả sử I_1 và I_3 có chiều như trên hình 2.13b, và cực dương của $\mathcal{E}_2$ nối vào điểm a.

Vì mạch điện có 2 nút, nên áp dụng định luật Kirchhoff I ta viết được một phương trình độc lập cho một nút, nút 3 chẳng hạn.

$$I_1 + I_2 - I_3 = 0 \quad (1)$$

Số phương trình độc lập còn lại cần phải lập là $n - m + 1 = 2$.

Áp dụng định luật Kirchhoff II cho 2 mặt: 12361 và 34563, với chiều dương đi f như trên hình 2.13b ta được 2 phương trình:



Hình 2.13

$$-I_1 R_1 - I_2 R_2 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \quad (2)$$

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (3)$$

Thay số vào (2), (3) và giải hệ phương trình (1), (2), (3), ta được: $\varepsilon_2 = -1,6\text{V}$; $I_1 = 1,2\text{A}$ và $I_2 = -0,2\text{A}$

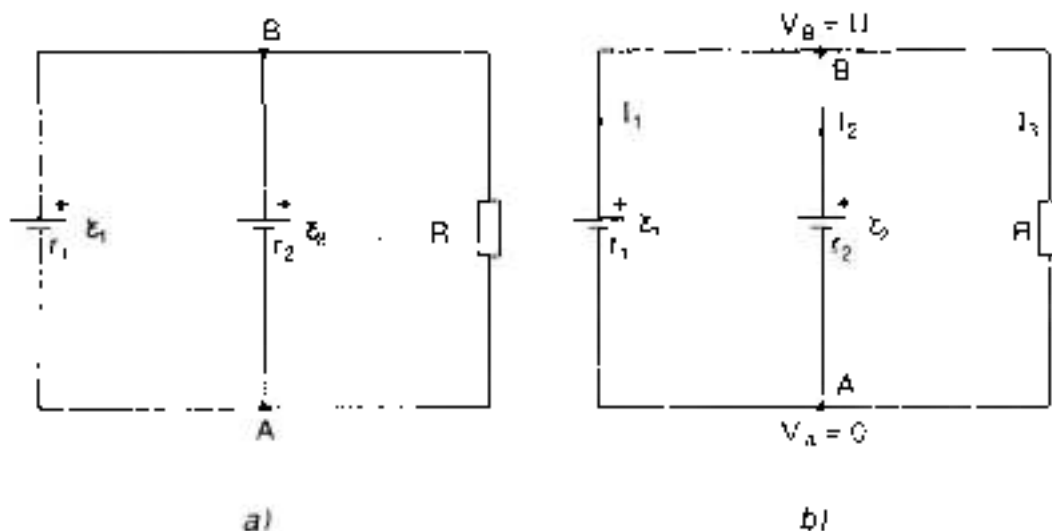
Ta thấy ε_2 và I_2 có giá trị âm. Như vậy ta phải đảo cực của ε_2 và dòng điện I_2 có chiều thực là từ 4 - 3.

5. Chú ý. Ngoài phương pháp Kirchhoff để giải một số bài toán, thuận tiện hơn là dùng *phương pháp điện thế nút*.

a) Trong phương pháp này, hệ phương trình được thiết lập từ các phương trình về nút (giống như trong phương pháp Kirchhoff) và các phương trình cho đoạn mạch. Các phương trình cho đoạn mạch chính là biểu thức của định luật Ohm tổng quát viết cho các đoạn mạch không phân nhánh nằm giữa các nút. Vì ta luôn chỉ quan tâm đến hiệu điện thế giữa các nút, nên ta có thể chọn mốc điện thế là điện thế ở một nút bất kì nào, nghĩa là đặt điện thế của nút đó bằng không. Nhờ vậy số ẩn số về điện thế nút giảm đi được một. Phương pháp điện thế nút hay được dùng cho các mạch có chứa ít nút.

b) *Thí dụ.* Cho một mạch điện như trên hình 2.14a. Hãy tính cường độ dòng điện chạy qua điện trở R, và qua các nguồn điện.

Giải:



Hình 2.14

Vì mạch điện có 2 nút, nên ta có thể chọn điện thế của một nút nào đó, nút A chẳng hạn, bằng không: $V_A = 0$ còn $V_B = U$.

Như vậy, bài toán có 4 ẩn số, và ta cần thiết lập hệ 4 phương trình. Giả thiết chiều các dòng điện như trên hình 2.14b ta có phương trình về nút:

$$I_2 - I_1 - I_3 = 0 \quad (1)$$

và các phương trình cho đoạn mạch:

$$\text{Đoạn mạch } A \varepsilon_1 B: \quad U = I_1 r_1 + \varepsilon_1 \quad (2)$$

$$\text{Đoạn mạch } A \varepsilon_2 B: \quad U = -I_2 r_2 + \varepsilon_2 \quad (3)$$

$$\text{Đoạn mạch } ARB: \quad U = I_3 R \quad (4)$$

Tính biểu thức của I_1 , I_2 và I_3 từ (2), (3), (4) rồi thay vào (1) ta có

$$\frac{\varepsilon_2 - U}{r_2} - \frac{U - \varepsilon_1}{r_1} - \frac{U}{R} = 0$$

$$\text{Suy ra} \quad U = \frac{\varepsilon_1}{1 + \frac{r_1}{r_2 + R}} - \frac{\varepsilon_2}{1 + \frac{r_2}{r_1 + R}}$$

Từ đó dòng điện I_3 chạy qua R là

$$I_3 = \frac{U}{R} = \frac{\varepsilon_1 r_2 + \varepsilon_2 r_1}{r_1 r_2 + R(r_1 + r_2)} \neq 0$$

Vậy chiều của I_3 đúng như đã giả thiết, tức là I_3 chạy từ B về A.

Từ hệ phương trình trên, ta còn có thể tính được I_1 , I_2 và U , tức là V_B hay $V_B - V_A$.

§6. CÁC DỤNG CỤ DO ĐIỆN

Ở §1 ta đã xét điện kế nhiệt (xem thêm điện kế khung quay, chương IV) dùng để đo cường độ dòng điện trong mạch. Một số dụng cụ đo điện có các mạch điện mà ta có thể phân tích dựa vào các định luật và công thức đã nêu ở các tiết trên.

1. **Ampe kế** là dụng cụ dùng để đo dòng điện, thường được cấu tạo từ một điện kế nhạy và một điện trở có giá trị rất nhỏ (so với điện trở R_x của điện kế) mắc song song với nó (được gọi là sơn theo từ tiếng Anh shunt). Ampe kế được mắc nối tiếp, xen vào mạch cần đo dòng điện. Điều quan trọng cần chú ý là điện trở R_A của ampe kế phải rất nhỏ so với các điện trở khác của mạch ($R_A \ll R$), nếu không thì sự có mặt của ampe kế làm thay đổi dòng cần đo.

2. **Vôn kế** là dụng cụ dùng để đo hiệu điện thế giữa hai điểm của mạch điện, thường gồm một điện kế mắc nối tiếp với một điện trở phụ có giá trị rất lớn (so với R_x). Các cực của vôn kế được nối với hai điểm mà ta muốn đo hiệu điện thế. Điều quan trọng là điện trở R_V của vôn kế phải rất lớn hơn điện trở của phần tử mạch điện mà vôn kế mắc vào ($R_V \gg R$), sao cho việc mắc vôn kế vào mạch không làm ảnh hưởng đến hiệu điện thế cần đo.

Trên thực tế thường có một dụng cụ đo điện duy nhất được mắc như thế nào để nhờ một cái chuyển mạch nó có thể dùng như một ampe kế, hoặc như một vôn kế, và thường còn như một ôm kế để đo điện trở của một phần tử nào đó được mắc vào hai điện cực của dụng cụ đo. Một máy đo như vậy được gọi là *đồng hồ vạn năng*. Trên hình 2.15 là một đồng hồ vạn năng điện hình (loại cơ kim).

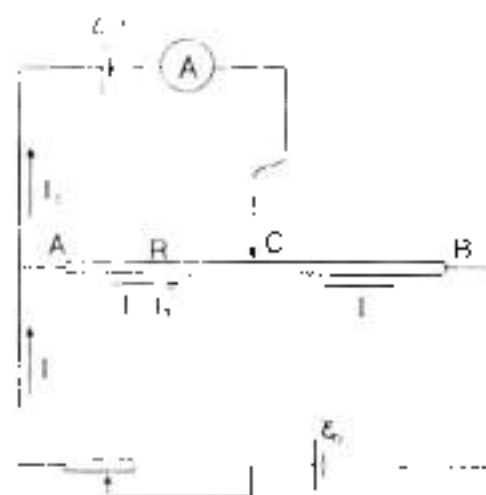
3. **Điện thế kế** là một dụng cụ dùng để đo suất điện động $\mathcal{E}_x$ chưa biết bằng cách so sánh nó với một suất điện động chuẩn đã biết $\mathcal{E}_0$. Hình 2.16 cho ta thấy nguyên tắc cơ bản của nó. Một điện trở có độ chính xác cao được căng dài từ A đến B, với con chạy C giữa các điểm A và B. Khi dùng dụng cụ, trước hết ta đặt nguồn điện có $\mathcal{E}_0$ vào vị trí $\mathcal{E}$ và điều chỉnh con chạy C cho đến khi dòng điện I_1 (qua ampe kế A) bằng không; khi đó điện thế kế được



Hình 2.15

nội là cân bằng, giá trị của điện trở R của đoạn AC khi cân bằng là R_x . Trong điều kiện cân bằng đó ta có $\mathcal{E}_x = IR_x$ (1) xét mạch vòng AECAB. Sau đó nguồn có $\mathcal{E}_x$ được thay vào chỗ của $\mathcal{E}$ và lại cân bằng điện thế kẻ một lần nữa; bây giờ điện trở của đoạn AC khi cân bằng là R_x . Dòng điện I giữ nguyên không đổi và điều kiện cân bằng mới là $\mathcal{E}_x = IR_x$ (2). Do đó từ (1) và (2) ta có:

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E} \cdot \frac{R_x}{R_p}$$



Hình 2.16

Như vậy, một suất điện động chưa biết có thể tìm được thông qua suất điện động đã biết bằng cách điều chỉnh hai lần một điện trở chính xác. Trên thực tế, trong các điện thế kế đã lắp sẵn một *pin chuẩn* (có suất điện động đã được đo chính xác, dùng làm nguồn chuẩn $\mathcal{E}_x$). Thiết bị chuyển mạch để đổi chỗ giữa suất điện động chưa biết và suất điện động chuẩn cũng được thiết kế và lắp trong máy. Con chạy của máy thường chuyển động trên một thang mà giá trị của suất điện động chưa biết có thể được đọc trực tiếp, không cần phải qua tính toán theo công thức tìm được ở trên.

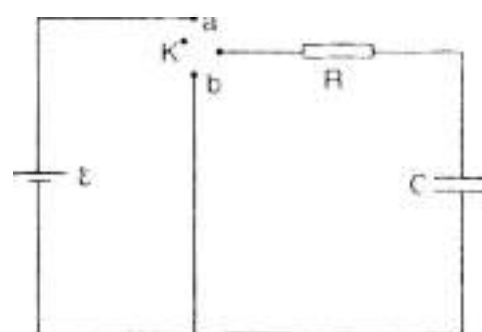
§7. MẠCH RC

Trong các tiết trước ta chỉ xét các mạch điện trong đó có các dòng điện không đổi. Để kết thúc chương này ta khảo sát dòng điện biến thiên theo thời gian khi tích điện và phóng điện tụ điện.

1. Quá trình tích điện cho tụ điện

Mắc tụ điện có điện dung C vào mạch điện cơ sơ đồ như trên hình 2.17. $\mathcal{E}$ là một acquy lý tưởng (điện trở trong không đáng kể). Lúc đầu tụ điện chưa được tích điện. Để tích điện cho nó ta gạt khóa

K sao cho nó tiếp xúc với điểm a để nối acquy $\mathcal{E}$ vào mạch gồm điện trở R và tụ điện C (mạch RC nối tiếp). Ta xét sự thay đổi của dòng điện i trong mạch theo thời gian t trong khi tích điện cho tụ. Kí hiệu q và u là điện tích và hiệu điện thế của tụ điện ở thời điểm t , áp dụng định luật Ohm tổng quát ta có:



Hình 2.17

$$\mathcal{E} - iR - u = 0,$$

hay
$$\mathcal{E} - iR - \frac{q}{C} = 0 \quad (1)$$

Theo định nghĩa $i = \frac{dq}{dt}$, do đó phương trình (1) có dạng:

$$R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \mathcal{E} \quad (2)$$

Theo điều kiện ban đầu (khi $t = 0$, thì $q = 0$), để dàng kiểm lại rằng nghiệm của phương trình (2) là:

$$q = C\mathcal{E}(1 - e^{-t/RC}) \quad (3)$$

Từ đó

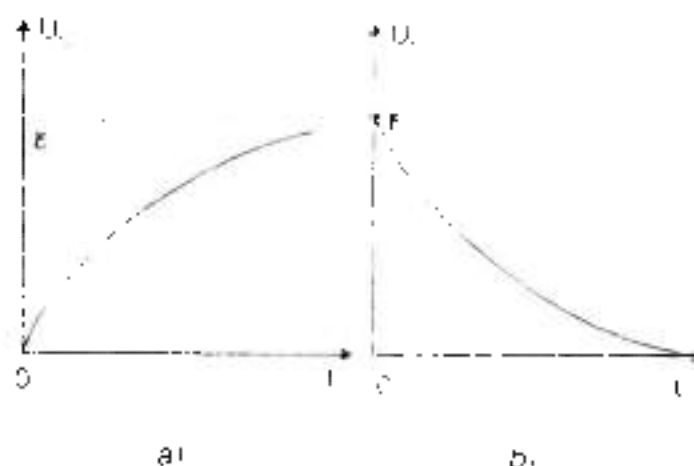
$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-t/RC} \quad (4)$$

và
$$u_C = \frac{q}{C} = \mathcal{E}(1 - e^{-t/RC}) \quad (5),$$

$$u_R = iR = \mathcal{E} e^{-t/RC} \quad (6)$$

Hình 2.18a và b, cho thấy đồ thị của u_C và u_R ; chú ý rằng ở một thời điểm bất kì tổng của u_C và u_R luôn luôn bằng $\mathcal{E}$, đúng như (1) đòi hỏi. Ta thấy rằng đại lượng RC xuất hiện trong các công thức trên có thứ nguyên là thời gian, và nó được gọi là *hằng số thời gian*, thường kí hiệu bằng τ : $\tau = RC$. Đó là thời gian mà điện tích trên tụ điện tăng lên một thừa số $(1 - e^{-1})$ hay gần 63% của giá trị cực đại của nó (khi được tích điện hoàn toàn còn gọi là giá trị cân bằng của điện tích tụ điện).

Một cách định tính và vẽ mặt vật lý ta có thể hình dung quá trình nạp điện trong mạch RC như sau. Khi khóa K mới được đóng vào a, không có điện tích trên tụ điện và do đó không có hiệu điện thế giữa các bản tụ. Do đó áp dụng định luật Kirchhoff cho thấy hiệu điện thế giữa hai đầu điện trở R bằng suất điện động $\mathcal{E}$



Hình 2.18

của acquy và dòng qua điện trở R bằng $\mathcal{E}/R$. Các kết quả này chỉ đúng ngay lúc bắt đầu của dòng điện, vì sau đó các điện tích bắt đầu xuất hiện trên các bản tụ điện và hiệu điện thế $u = \frac{q}{C}$ được thiết lập

giữa các bản tụ điện. Từ định luật Kirchhoff, ta biết rằng trong quá trình tích điện do hiệu điện thế trên điện trở R phải giảm, bởi vì tổng hiệu điện thế trên điện trở R và tụ điện C phải luôn luôn bằng suất điện động không đổi $\mathcal{E}$ của acquy. Khi hiệu điện thế giữa hai đầu điện trở giảm, dòng điện qua nó cũng giảm. Sự thay đổi dòng điện và hiệu điện thế ở điện trở, cũng như sự tăng điện tích và hiệu điện thế trên tụ điện sẽ tiếp tục cho đến khi tụ điện được nạp điện hoàn toàn, nghĩa là cho đến khi hiệu điện thế trên tụ điện bằng suất điện động của acquy $\mathcal{E}$ (là nguồn nạp điện cho tụ). Khi đó không có dòng trong mạch nữa.

2. Sự phóng điện của tụ điện

Giả sử tụ điện đã được tích điện đến hiệu điện thế bằng $\mathcal{E}$. Ở thời điểm mới $t = 0$, ta lại gạt khóa K từ a sang b để cho tụ điện có thể phóng điện qua điện trở R và ta xét sự biến thiên của dòng phóng điện i theo thời gian t . Bấy giờ thay cho phương trình (2) ta có phương trình

$$R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0 \quad (7)$$

Phương trình này có nghiệm:

$$q = C\mathcal{E}e^{-t/RC} \quad (8)$$

Từ đó
$$i = \frac{dq}{dt} = -\frac{\mathcal{E}}{R}e^{-t/RC} \quad (9)$$

Dấu trừ ở (9) cho thấy dòng phóng điện ngược chiều với dòng nạp, đúng như ta mong đợi. Ta thấy sau thời gian $\tau = RC$, điện tích của tụ giảm xuống còn $C\mathcal{E}e^{-1}$, nghĩa là cỡ gần 37% điện tích ban đầu của nó. Từ (8) ta thấy sau thời gian $t_1 = RC\ln 2 = 0,69\tau$, thì điện tích của tụ điện chỉ còn một nửa giá trị ban đầu của nó. Trong khi đó, muốn cho năng lượng của tụ điện $W = \frac{q^2}{2C}$ chỉ còn bằng nửa giá trị ban đầu của nó thì chỉ cần một thời gian là $t_2 = \frac{1}{2}RC\ln 2 \approx 0,35\tau$!

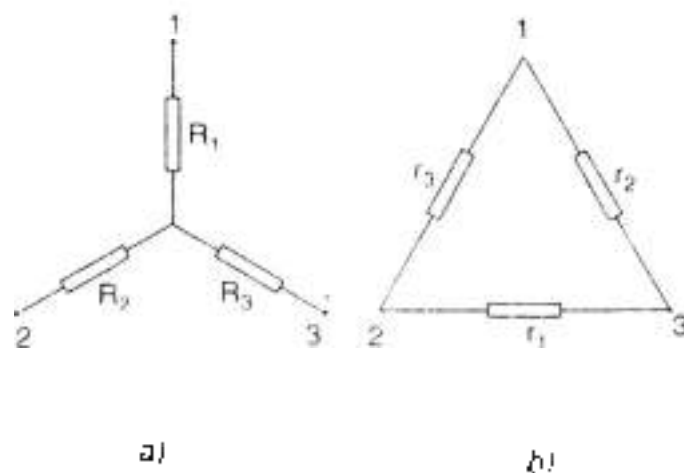
BÀI TẬP CHƯƠNG II

- II.1.** Hãy tính điện lượng đi qua một tiết diện của dây dẫn khi dòng điện chạy trong dây: 1) tăng dần từ 0 đến 3A trong khoảng thời gian 10s; 2) giảm dần từ 18A đến 0A, biết rằng cứ sau 0,01s dòng điện giảm đi một nửa.
- II.2.** Một vật dẫn hình nón cụt có chiều cao h và bán kính các đáy là R_1 và R_2 ($R_1 < R_2$) làm bằng chất có điện trở suất ρ . Tính điện trở của vật dẫn khi dòng điện chạy từ đáy nọ sang đáy kia.
- II.3.** Hai mặt cầu đồng tâm bằng kim loại, bán kính a và b ; giữa hai mặt cầu là một môi trường dẫn điện đồng chất và đẳng hướng có điện trở suất ρ . Hãy tìm điện trở của lớp tạo bởi hai mặt cầu trên. Xét trường hợp $b \rightarrow \infty$.
- II.4.** Khoảng giữa hai bản của một tụ điện phẳng là một chất điện môi có điện dẫn suất giảm tuyến tính theo phương vuông góc của hai bản từ trị số σ_1 đến trị số σ_2 . Diện tích của mỗi bản là S và khoảng cách giữa hai bản là d . Tính điện trở của tụ điện đó.

11.5. Trên hình 2.19, các điện trở R_1, R_2, R_3 được mắc theo "hình sao" (sơ đồ a) và các điện trở r_1, r_2, r_3 mắc theo "hình tam giác"

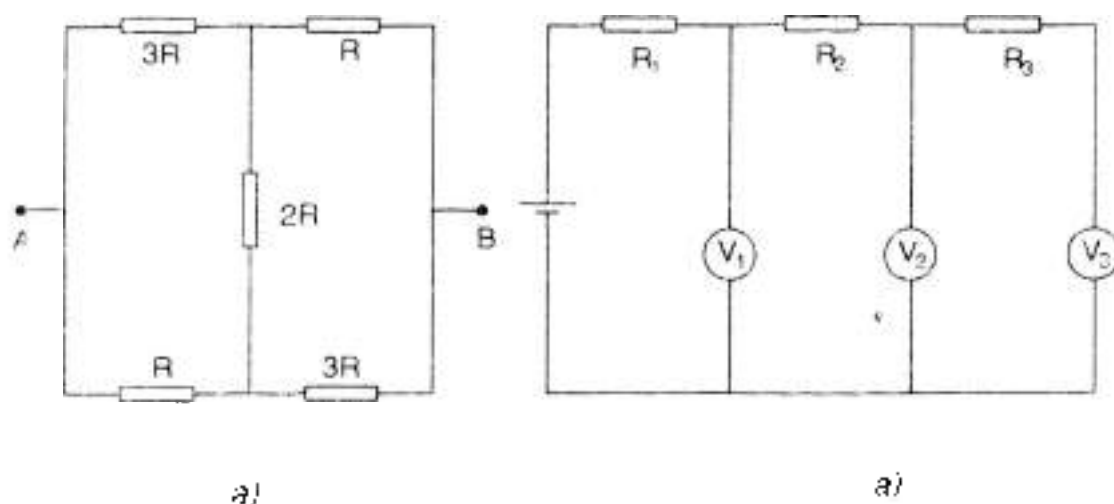
- 1) Hãy tính R_1, R_2, R_3 theo r_1, r_2, r_3 để "mạch sao" có thể thay thế "mạch tam giác" (công thức chuyển mạch tam giác thành mạch sao);

- 2) Hãy tính r_1, r_2, r_3 theo R_1, R_2, R_3 để "mạch tam giác" có thể thay thế "mạch sao" (công thức chuyển mạch sao thành mạch tam giác).



Hình 2.19

11.6. Tính điện trở tương đương của đoạn mạch có sơ đồ như trên hình 2.20a



Hình 2.20

11.7. Cho mạch điện có sơ đồ như trên hình 2.20b. Cho biết $R_1 = R_2 = R_3 = R$ và các vôn kế giống nhau. Vôn kế V_1 chỉ $U_1 = 10V$, vôn kế V_3 chỉ $U_3 = 8V$. Tìm số chỉ vôn kế V_2 .

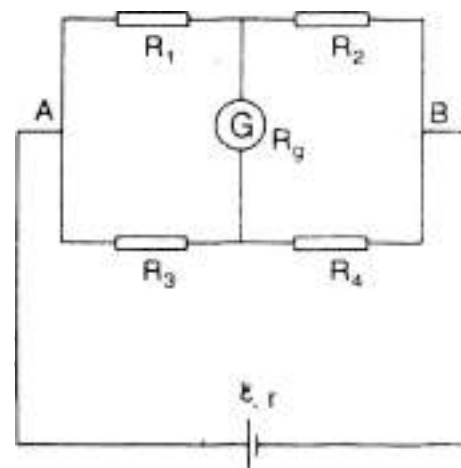
II.8. Một nguồn điện mắc với mạch ngoài gồm một điện trở E mắc nối tiếp với hai ampe kế. Khi hai ampe kế mắc song song thì chúng chỉ 2A và 3A; còn khi chúng mắc nối tiếp thì chúng chỉ 4A. Tính cường độ dòng điện khi không mắc ampe kế.

II.9. Cho cầu Wheastone như trên hình 2.21.

- 1) Biết các giá trị của $\mathcal{E}$, r , R_1 , R_2 , R_3 , R_4 và R_g , hãy tính cường độ dòng điện qua điện kế G.
- 2) Tìm hệ thức giữa các điện trở R_1 , R_2 , R_3 , R_4 để kim điện kế G chỉ số 0 ($I_g = 0$), nghĩa là khi cầu cân bằng.
- 3) Cho biết khi cầu cân bằng thì $R_1 = 10\Omega$; $R_2 = 20\Omega$; $R_3 = 30\Omega$, hãy tìm R_4 (đó là phương pháp xác định điện trở nhờ cầu Wheastone).

II.10. Hai nguồn điện có suất điện động $\mathcal{E}_1$ và $\mathcal{E}_2$, điện trở trong r_1 và r_2 , được ghép song song với nhau thành một bộ nguồn và nối với một điện trở ngoài R .

- 1) Hãy xác định các cường độ dòng điện qua R và qua các nguồn;
- 2) Tìm suất điện động $\mathcal{E}_b$ và điện trở r_b tương đương với bộ nguồn đó. Xét trường hợp đặc biệt: khi $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ và khi $r_1 = r_2$
- 3) Hãy xác định cường độ dòng điện qua các nguồn điện khi nối tắt (đoạn mạch) bộ nguồn.



Hình 2.21

- 4) Với giá trị nào của R thì cường độ dòng điện qua các nguồn điện bằng nhau? Và khi nào điều kiện đó thực hiện được?

II.11. Cho mạch điện có sơ đồ như trên hình 2.22

Cho biết:

$$\mathcal{E}_1 = 1V; \mathcal{E}_2 = 2V; \mathcal{E}_3 = 1.5V;$$

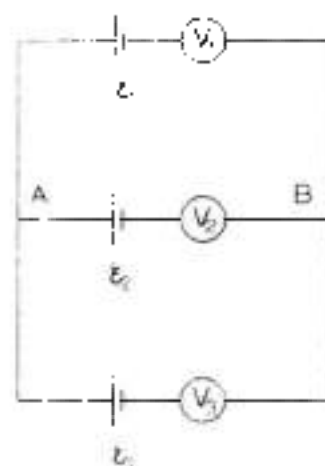
điện trở các vôn kế

$$R_{V_1} = 2.000\Omega,$$

$$R_{V_2} = 3.000\Omega,$$

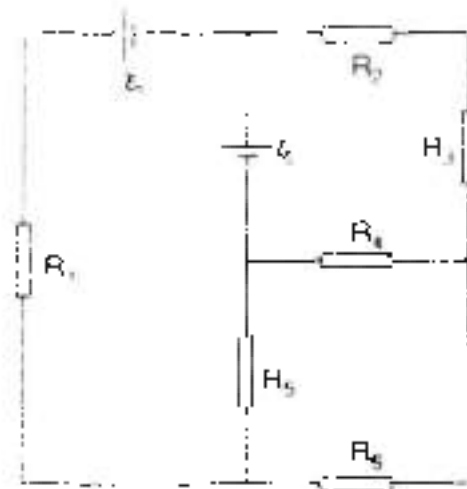
$$R_{V_3} = 4.000\Omega.$$

Tìm số chỉ của các vôn kế và hiệu điện thế giữa hai điểm A và B của mạch điện



Hình 2.22

- II.12. Cho mạch điện có sơ đồ như trên hình 2.23. Cho biết: $\mathcal{E}_1 = 6,5\text{V}$, $\mathcal{E}_2 = 3,9\text{V}$; $r_1 = r_2 = 0$; $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_5 = R_6 = 10\Omega$. Xác định các dòng điện trong mạch



Hình 2.23



Hình 2.24

- II.13. Cho mạch điện có sơ đồ như trên hình 2.24. Cho biết $\mathcal{E} = 6\text{V}$; $r = 1\Omega$; $R_1 = 2\Omega$; $R_2 = 2,4\Omega$; $R_3 = 5\Omega$; $R_4 = 4,5\Omega$; $R_5 = 3\Omega$. Tìm cường độ dòng điện trong các đoạn mạch.
- II.14. Một dòng điện một chiều chạy qua một dây dẫn điện trở $R = 6\Omega$. Hãy xác định nhiệt lượng tỏa ra trên dây dẫn đó trong các trường hợp sau đây:

- a) Trong khoảng thời gian t , cường độ dòng điện giảm tuyến tính đến 0 và điện lượng chạy qua dây là 24 coulomb
- b) Cường độ dòng điện giảm đến 0 sau cho cứ sau khoảng thời gian t , nó giảm đi còn một nửa và tổng điện lượng qua dây bằng 120 coulomb

II.15. Khi dùng một sợi dây chì có đường kính tiết diện $d_1 = 2 \text{ mm}$ làm cầu chì thì nó sẽ chảy ra khi có cường độ dòng điện $I_1 = 8 \text{ A}$ đi qua trong một thời gian. Hỏi nếu dùng dây chì có đường kính tiết diện $d_2 = 4 \text{ mm}$ thì cầu chì sẽ chịu được dòng điện có cường độ lớn nhất I_2 bằng bao nhiêu? Coi rằng nhiệt lượng tỏa ra môi trường xung quanh tỉ lệ thuận với diện tích xung quanh của sợi dây và các dây chì là đủ dài để có thể bỏ qua sự mất nhiệt do tiếp xúc ở hai đầu dây

II.16. Một nguồn điện có suất điện động E và điện trở trong r được lần lượt mắc vào hai điện trở ngoài R_1 và R_2 ($R_1 < R_2$).

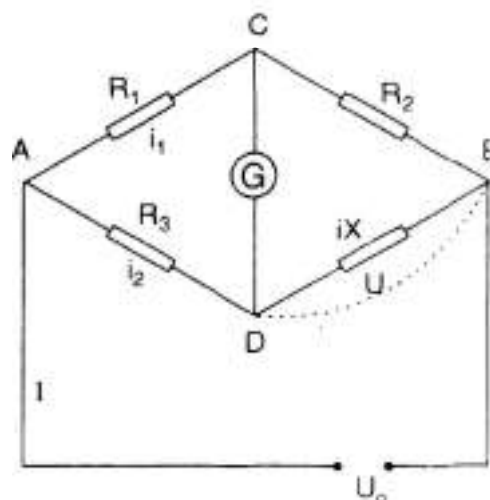
1) Hãy xác định t và r khi nhiệt lượng tỏa ra trên R_1 và R_2 trong một đơn vị thời gian đều bằng Q . Xét trường hợp nhiệt lượng tỏa ra trên R_1 lớn hơn trên R_2 .

2) Tìm giá trị của điện trở R_x mắc song song với R_1 sao cho công suất của mạch ngoài trước sau vẫn không đổi.

II.17. Một sợi dây chì có chiều dài $l = 5 \text{ cm}$ được mắc vào hiệu điện thế $U = 100 \text{ V}$. Tìm thời gian dòng điện chạy qua sợi dây chì đó kể từ lúc đầu (khi nó có nhiệt độ $t_0 = 0^\circ\text{C}$) cho đến lúc nó bắt đầu nóng chảy. Biết rằng đối với chì: nhiệt độ nóng chảy $t_1 = 327^\circ\text{C}$; khối lượng riêng $D = 11,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$; nhiệt dung riêng $C = 1,3 \cdot 10^2 \text{ J/kg.K}$; điện trở suất ở 0°C $\rho_0 = 2,1 \cdot 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$; hệ số nhiệt điện trở $\alpha = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$.

Bỏ qua sự tỏa nhiệt ra môi trường xung quanh, sự thay đổi của nhiệt dung riêng và sự dãn nở của dây chì.

II.18. Trong mạch cầu ở hình 2.25 có các điện trở $R_1 = 2 \Omega$, $R_2 = 4 \Omega$, $R_3 = 1 \Omega$; X là một varistor (điện trở phi tuyến) có dòng i phụ thuộc vào thế hiệu U đặt vào hai đầu varistor theo công thức $i = kU^2$.



Hình 2.25

- 1) Vẽ đường đặc trưng vôn-ampe $U = f(i)$ của varistor, gọi $R = \frac{dU}{di}$ là điện trở tức thời của varistor. Có thể nói gì về điện trở này khi i biến thiên từ 0 đến $+\infty$.
- 2) Biết $k = 0,25 \text{ ampe/von}^2$ nếu i đo bằng ampe, U đo bằng von. Người ta điều chỉnh hiệu điện thế $U_x = U_{AB}$ để cầu cân bằng (dòng qua điện kế G bằng không). Tính công suất điện P tiêu thụ trên varistor. Tính các dòng i_1, i_2 và hiệu điện thế U_{AB} .
- 3) R_1, R_2, R_3 và k có giá trị bất kì. Tính U_x để cầu được cân bằng; tính dòng I trong mạch chính. Thay X bằng một biến trở R , ta có cầu Wheatstone; hãy nêu sự giống nhau và khác biệt giữa cầu Wheatstone và cầu nghiên cứu trong bài này.

ĐÁP SỐ BÀI TẬP CHƯƠNG II

II.1. 1) 15°C ;

2) $0,26^\circ\text{C}$

II.2. $R = \frac{\rho h}{\pi R_1 R_2}$;

II.3. $R = \frac{\rho}{4\pi} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)$;

II.4. $R = \frac{d}{(\sigma_2 - \sigma_1)S} \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$;

II.5. 1) $R_1 = \frac{r_2 r_3}{r_1 + r_2 + r_3}$;

$R_2 = \frac{r_3 r_1}{r_1 + r_2 + r_3}$;

$R_3 = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2 + r_3}$;

2) $r_1 = R_2 + R_3 + \frac{R_2 R_3}{R_1}$;

$r_2 = R_3 + R_1 + \frac{R_3 R_1}{R_2}$;

$r_3 = R_1 + R_2 + \frac{R_1 R_2}{R_3}$;

$$\text{II.6.} \quad R_{AB} = \frac{7R}{4};$$

$$\text{II.7.} \quad U_A = -\frac{U_3}{2} + \sqrt{\frac{U_3}{4}(5U_3 + 4U_1)} = 8,45V;$$

$$\text{II.8.} \quad \approx 5,43A.$$

II.9.

$$I_2 = \frac{\mathcal{E}(R_2 R_1 - R_1 R_1)}{r(R_1 + R_1)(R_2 + R_1) + R_2(R_1 + R_2)(R_1 + R_1) + rR_1(R_1 + R_2 + R_1 + R_1)}$$

$$\text{II.10. 1) } I = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 + \mathcal{E}_2 r_1}{r_1 r_2 + R(r_1 + r_2)};$$

$$I_1 = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 + R(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2)}{r_1 r_2 + R(r_1 + r_2)}; \quad I_2 = \frac{\mathcal{E}_2 r_1 + R(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)}{r_1 r_2 + R(r_1 + r_2)};$$

$$2) \quad r_b = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}; \quad \mathcal{E}_b = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 + \mathcal{E}_2 r_1}{r_1 + r_2};$$

$$3) \text{ Khi nối tắt: } I_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{r_1}; \quad I_2 = \frac{\mathcal{E}_2}{r_2}.$$

$$4) \quad R = \frac{\mathcal{E}_1 r_2 - \mathcal{E}_2 r_1}{2(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)}. \text{ Điều kiện này chỉ có thể có được khi}$$

$$\frac{\mathcal{E}_1}{r_1} = \frac{\mathcal{E}_2}{r_2}, \text{ hoặc khi } \frac{\mathcal{E}_1}{r_1} > \frac{\mathcal{E}_2}{r_2}, \mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1. \text{ Còn khi } \mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 \text{ và}$$

$r_1 = r_2$ thì R có thể có giá trị tùy ý.

$$\text{II.11.} \quad U_1 = 0,27V; \quad U_2 = 1,27V;$$

$$U_3 = 2,23V; \quad U_4 = 0,73V.$$

$$\text{II.12.} \quad I_1 = 0,19A; \quad I_2 = -0,17A;$$

$$I_3 = 0,02A; \quad I_4 = -0,05A;$$

$$I_5 = 0,07A; \quad I_6 = -0,12A.$$

$$\text{II.13.} \quad I = 1,5A; \quad I_1 = 1,05A; \quad I_2 = 1A;$$

$$I_3 = 0,45A; \quad I_4 = 0,5A; \quad I_5 = 0,05A.$$

$$\text{II.14. 1) } Q = 1200 \text{ J;}$$

$$2) \quad Q = 1264 \text{ J;}$$

$$\text{II.15.} \quad I_2 = I_1 \sqrt{\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^3} = 23\text{A}$$

$$\text{II.16.} \quad 1) \tau = \sqrt{R_1 R_2}; \quad t = \sqrt{Q}(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})$$

$$2) R_1 = \frac{r^2 R_2}{R_2^2 - r^2} \text{ với điều kiện } R_2 > r.$$

$$\text{II.17.} \quad 4,5 \cdot 10^{-3}\text{s, sau đó dây chì bắt đầu nóng chảy.}$$

II.18.1) Đường đặc trưng vôn-ampe: Hình 2.26. Điện trở tức thời của X: $R = \frac{1}{2\sqrt{ki}}$ giảm từ ∞ đến 0 khi i tăng từ 0 đến ∞ .

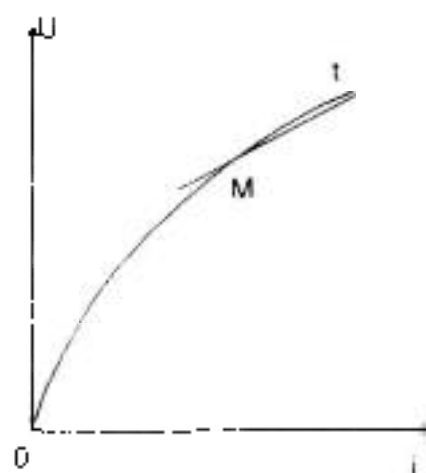
$$2) P = 2\text{W}; \quad i_1 = 1\text{A};$$

$$i_2 = 0,5\text{A}; \quad U_0 = 3\text{V}$$

$$3) U_0 = \frac{R_1(R_1 + R_2)}{kR_3R_2^2};$$

$$I = \frac{R_1(R_1 + R_2)}{k(R_2R_3)^2}$$

Hai câu này giống nhau ở chỗ điều kiện cân bằng. Ở câu này để có cân bằng phải biến đổi U_0 . Khi đó nếu biết hai trong 3 điện trở R_1, R_2, R_3 thì tìm được điện trở thứ ba (k đã ghi trên varistor).



Hình 2.26

Chương III

DÒNG ĐIỆN TRONG CÁC MÔI TRƯỜNG

§1. THUYẾT ÉLECTRÔN CỔ ĐIỆN VỀ KIM LOẠI

Trong chương này chúng ta khảo sát chất và đặc tính dẫn điện của môi trường khác nhau (rắn, lỏng, khí...). Trước hết ta nghiên cứu thuyết electron cổ điển về kim loại, là lý thuyết được xây dựng đầu tiên cho phép ta giải thích đặc tính dẫn điện của kim loại và tìm được các định luật về dòng điện không đổi đã xét ở chương II.

1) Bản chất của các phần tử tải điện trong kim loại

Ta đã biết (chương I) kim loại có cấu trúc tinh thể, ở nút mạng tinh thể là các ion dương, trong khoảng không gian giữa mạng tinh thể là các electron tự do, chuyển động nhiệt hỗn loạn. Kết quả nghiên cứu của hàng loạt thí nghiệm đã khẳng định rằng: *phần tử tải điện trong kim loại là các electron tự do* (còn gọi là các electron dẫn).

Dưới tác dụng của điện trường ngoài chính các electron tự do này đã chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện trong kim loại. Nếu như từ mỗi nguyên tử kim loại có tách ra một electron thì mật độ electron n_0 (tức là electron trong một đơn vị thể tích) sẽ bằng số nguyên tử trong một đơn vị thể tích của kim loại. Phép tính chi tiết chứng tỏ rằng

$$n_0 = 10^{28} \text{ đến } 10^{29} \text{ m}^{-3} \quad (3.1)$$

2. Nội dung của thuyết electron cổ điển về kim loại.

Droude đã nêu lên những cơ sở đầu tiên của thuyết electron cổ điển về kim loại, sau đó Lorentz đã hoàn chỉnh lý thuyết đó. Nội

dùng của thuyết electron cổ điển như sau.

- Trong kim loại có các electron tự do. Mật độ electron xấp xỉ bằng mật độ của nguyên tử kim loại.

- Chuyển động của các electron tự do trong kim loại tuân theo các định luật của cơ học cổ điển.

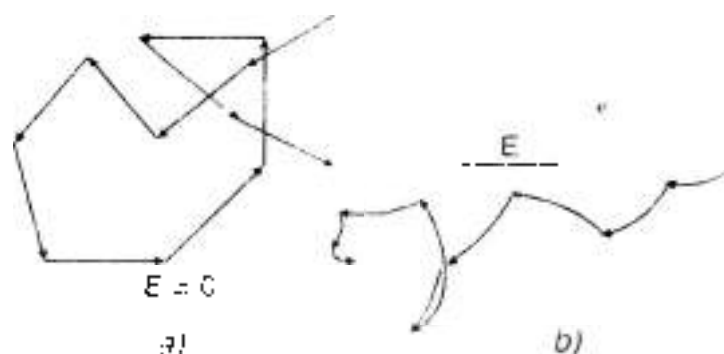
- Tập hợp các electron tự do trong kim loại được coi như một khí electron giống như khí lí tưởng. Tương tác giữa các electron với các ion dương mang tính thể kim loại chỉ biểu hiện ở các va chạm của chúng; các va chạm này dẫn đến sự cân bằng nhiệt giữa các khí electron và mạng tinh thể kim loại. Khí electron tuân theo các định luật của khí lí tưởng. Chẳng hạn vận tốc trung bình của chuyển động nhiệt của electron bằng:

$$\bar{V}_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (3.2)$$

(k là hằng số Boltzmann, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, T là nhiệt độ tuyệt đối, m là khối lượng của electron).

3) Ứng dụng của thuyết electron cổ điển. Dựa vào thuyết electron cổ điển có thể giải thích được tính dẫn điện của kim loại, nguyên nhân gây ra điện trở, tìm lại định luật Ohm và định luật Joule...

a) Giải thích tính dẫn điện của kim loại. Khi không có tác dụng của điện trường ngoài, các electron tự do chỉ chuyển động nhiệt hỗn loạn (H.3.1) giống như chuyển động nhiệt của các phần tử khí. Khi đó số electron chuyển động theo một chiều nào đó, về trung bình, luôn luôn bằng số electron dịch chuyển theo chiều ngược lại. Vì vậy lượng điện tích tổng cộng mang bởi các electron qua một mặt bất kì theo một chiều nào đó, là bằng không; trạng vật dẫn kim loại không có dòng điện.



Hình 3.1

Khi có điện trường ngoài, các electron tự do có thêm chuyển động phụ theo một chiều xác định, ngược với chiều của điện trường (vì điện tích của các electron là âm, H.3.1b). Khi đó số electron chuyển động ngược với chiều của điện trường sẽ lớn hơn số electron chuyển động theo chiều của điện trường, nghĩa là có xuất hiện chuyển dời có hướng của điện tích, trong vật kim loại có xuất hiện dòng điện.

Cần lưu ý rằng, vận tốc trung bình $\bar{v}$ của chuyển động có hướng của electron là rất nhỏ so với vận tốc trung bình $\bar{v}_T$ của chuyển động nhiệt của nó. Thực vậy, ở nhiệt độ phòng ($T \approx 300 \text{ K}$) vận tốc trung bình $\bar{v}_T$ của electron

$$\bar{v}_T = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}}} \approx 10^5 \text{ m/s}$$

còn, với dây đồng chẳng hạn, mật độ dòng tối đa (có thể đạt được theo tiêu chuẩn kĩ thuật) vào khoảng $i = 10^7 \text{ A/m}^2$ và biết $n_0 = 10^{29} \text{ m}^{-3}$ ta tìm được vận tốc trung bình v -ngang của chuyển động có hướng của electron trong dây đồng theo công thức

$$\bar{v} = \frac{i}{n_0 e} = \frac{10^7}{10^{29} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 6 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$$

Như vậy $\bar{v} \ll \bar{v}_T$.

Cũng cần phân biệt vận tốc trung bình của chuyển động có hướng của electron với vận tốc truyền tương tác điện từ (bằng $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) để hiểu rõ tại sao khi ta đặt một hiệu điện thế (dù nhỏ) vào hai đầu dây dẫn thì trong dây dẫn "lập tức" có dòng điện chạy qua.

b) Giải thích nguyên nhân gây ra điện trở. Trong chuyển động có hướng các electron tự do luôn luôn tương tác ("va chạm") với các ion dao động quanh vị trí cân bằng ở các nút mạng tinh thể, nghĩa là bị "cản trở". Điều đó giải thích tại sao vật dẫn kim loại có điện trở. Các kim loại khác nhau có cấu tạo mạng tinh thể khác nhau, do đó tác dụng "ngăn cản" chuyển động có hướng của các electron tự do của chúng cũng khác nhau. Đó là lí do khiến cho điện trở suất của các kim loại khác nhau là khác nhau.

Điện trở kim loại còn phụ thuộc vào nhiệt độ. Khi nhiệt độ tăng lên, các ion kim loại nằm ở các nút mạng tinh thể cũng dao động

mạnh lên và do đó, xác suất "va chạm" của electron với ion càng lớn lên. Vì vậy điện trở của kim loại tăng khi nhiệt độ tăng.

Hơn nữa, giữa hai "va chạm" kế tiếp với ion, các electron chuyển động có gia tốc dưới tác dụng của điện trường và chúng nhận được thêm một năng lượng xác định (ngoài năng lượng của chuyển động nhiệt). Năng lượng của chuyển động có hướng này được truyền một phần hay hoàn toàn cho các ion dương khi va chạm và được biến thành năng lượng của dao động hỗn loạn của các ion, làm cho nội năng của vật dẫn tăng lên. Vì vậy khi có dòng điện chạy qua, kim loại nóng lên.

Ngay sau khi ngắt điện trường (không đặt vào hai đầu vật dẫn một hiệu điện thế nữa), chuyển động có hướng của các electron trong kim loại, do va chạm, sẽ biến đổi nhanh thành chuyển động nhiệt hỗn loạn, dòng điện ngừng lại.

c) Giải thích định luật Ohm. Để làm sáng tỏ bản chất vật lý của cách giải thích và để đơn giản hoá các phép tính toán tương ứng, ta giả thiết rằng: giữa hai "va chạm" kế tiếp, tất cả các electron tự do đều đi được những quãng đường như nhau, bằng quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$ của các electron. Hơn nữa, ta cũng coi rằng, trong mỗi va chạm với ion, electron truyền hoàn toàn cho mang tinh thể năng lượng mà nó nhận được do tác dụng của điện trường, và, vì vậy mà sau mỗi "va chạm", electron lại chuyển động với vận tốc ban đầu bằng không.

Dưới tác dụng của điện trường E , mỗi electron chịu tác dụng của một lực bằng eE và electron có gia tốc bằng eE/m (trong đó m là khối lượng của electron). Vì vậy ở cuối quãng đường tự do trung bình, vận tốc của electron là:

$$V_{\max} = \frac{eE}{m} \tau \quad (3.3)$$

trong đó τ là khoảng thời gian trung bình giữa hai "va chạm". Vì giữa hai "va chạm" kế tiếp, electron chuyển động nhanh dần đều nên giá trị trung bình của vận tốc bằng:

$$\bar{v} = \frac{V_{\max}}{2} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau \quad (3.4)$$

Hơn nữa, nếu $\bar{v}_T$ là vận tốc trung bình của chuyển động nhiệt, thì số lần "va chạm" của electron với các ion trong thời gian một giây bằng $\frac{\bar{v}_T}{\bar{\lambda}}$. do đó, thời gian trung bình giữa hai "va chạm" kế tiếp của electron với các ion là:

$$\bar{t} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}_T} \quad (3.5)$$

(Cần lưu ý rằng, vì $\bar{v} \ll \bar{v}_T$ nên khi tìm $\bar{t}$ ta đã bỏ qua $\bar{v}$ với $\bar{v}_T$). Do đó ta có:

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \frac{eE\bar{t}}{m} = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}_T} E \quad (3.6)$$

hay $v = bE \quad (3.7)$

với $b = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{v}_T}$. Đại lượng b không phụ thuộc vào cường độ điện trường E và được gọi là độ linh động của electron. Thay biểu thức vừa tìm được của $\bar{v}$ vào công thức $i = n_e e \bar{v}$ ta tìm được mật độ dòng i

$$i = \frac{n_e e^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}_T} E \quad (3.8)$$

Ta thấy rằng mật độ dòng i tỉ lệ với cường độ điện trường E , đó chính là nội dung định luật Ohm. Từ đó suy ra biểu thức của điện dẫn xuất:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}_T} \quad (3.9)$$

Công thức đó chỉ rằng: độ dẫn điện của kim loại càng lớn khi mật độ n_e của các electron tự do trong kim loại càng lớn và độ dài của quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$ càng lớn. Điều này cũng dễ hiểu vì $\bar{\lambda}$ càng lớn thì càng ít có "va chạm" và chuyển động có hướng của electron càng ít bị cản trở. Hơn nữa σ còn phụ thuộc vào vận tốc trung bình $\bar{v}_T$ của chuyển động nhiệt, mà vận tốc này lại phụ thuộc nhiệt độ. Vì vậy công thức (3.9) cũng giải thích được mối liên hệ phụ thuộc của σ vào nhiệt độ: điện dẫn xuất σ giảm khi nhiệt độ tăng lên.

d) *Giải thích định luật Joule.* Ở cuối quãng đường tự do, dưới tác dụng của điện trường, các electron thu được động năng.

$$\frac{1}{2} m \overline{v_m^2} = \frac{e^2 E^2 \overline{t^2}}{2m} = \frac{e^2 \lambda^2 E^2}{2m \overline{v_T}} \quad (3.10)$$

Theo giả thiết đã nêu ra ở trên toàn bộ năng lượng đó được truyền cho mạng tinh thể và biến thành nhiệt.

Trong một đơn vị thời gian electron chịu $\frac{\overline{v_T}}{\lambda}$ "va chạm" và, do đó, năng lượng mà mỗi electron truyền cho mạng tinh thể mỗi giây cũng gấp lên bấy nhiêu lần. Biết rằng trong mỗi đơn vị thể tích kim loại có n_e electron, lượng nhiệt Q toa ra trong một đơn vị thể tích của kim loại sau mỗi giây sẽ bằng:

$$Q = n_e \cdot \frac{\overline{v_T}}{\lambda} \cdot \frac{m \overline{v_m^2}}{2} = \frac{n_e e^2 \lambda}{2m \overline{v_T}} E^2 \quad (3.11)$$

hay, theo (3.9)

$$Q = \sigma E^2 = \frac{1}{\rho} E^2 \quad (3.12)$$

Ở đây $\rho = \frac{1}{\sigma}$ là điện trở suất của kim loại. Công thức (3.12) biểu thị định luật Joule dưới dạng vi phân

Ngoài ra thuyết electron còn giải thích được nhiều tính chất điện và quang khác của các chất

4) *Những hạn chế của thuyết electron.* Tuy có nhiều thành công như đã nêu ở trên, thuyết electron cổ điển về kim loại cũng đã đưa đến kết quả mâu thuẫn với thực nghiệm, chẳng hạn, trong biểu thức (3.9) thừa số duy nhất phụ thuộc vào nhiệt độ là $\overline{v_T}$ (vì ta không có cơ sở nào để giả thiết n_e và λ độc lập phụ thuộc vào nhiệt độ) và ta lại biết (công thức 3.2) $\overline{v_T}$ tỉ lệ thuận với căn bậc hai của nhiệt độ tuyệt đối, do đó, theo thuyết electron cổ điển, điện dẫn suất σ tỉ lệ nghịch với căn bậc hai của T . Thế nhưng thí nghiệm lại chứng tỏ σ tỉ lệ nghịch với T .

Sở dĩ có những sai lệch như vậy là vì, trong một số trường hợp, một số nội dung cơ bản của thuyết electron cổ điển không còn đúng nữa, cụ thể là:

Chuyển động của các electron tự do trong kim loại không

tuân theo các định luật của cơ học cổ điển mà tuân theo các định luật phức tạp hơn của cơ học lượng tử;

Tương tác giữa các êlectrôn bắt đầu có vai trò quyết định ở nhiệt độ thấp. Còn tương tác giữa các êlectrôn và ion không phải chỉ biểu hiện ở các va chạm giữa chúng. Thực tế các êlectrôn chuyển động trong điện trường tuần hoàn của mạng tinh thể;

- Các êlectrôn không tuân theo định luật phân bố Maxwell-Boltzmann như khí lí tưởng, mà tuân theo các định luật thống kê lượng tử.

Trên cơ sở đó người ta đã xây dựng thuyết lượng tử về vật rắn cho kết quả phù hợp hơn với thực nghiệm (sẽ trình bày sơ lược ở Đ4).

Tuy nhiên cũng không nên coi rằng thuyết êlectrôn cổ điển không còn có giá trị nữa. Trong nhiều trường hợp, thuyết êlectrôn cho phép tìm được nhanh chóng các *kết quả định tính đúng đắn* và dưới dạng cụ thể. Hơn nữa người ta cũng thấy rằng sự sai lệch giữa các kết quả cho bởi lí thuyết êlectrôn cổ điển và *thuyết lượng tử về chất rắn* càng ít khi mật độ êlectrôn tự do dẫn càng nhỏ và ở nhiệt độ càng cao. Đối với kim loại thì sự sai khác giữa hai lí thuyết là rất rõ bởi vì mật độ êlectrôn tự do trong kim loại là rất lớn. Còn trong hàng loạt trường hợp khác, khi mật độ êlectrôn là nhỏ (chẳng hạn như đối với các hiện tượng về êlectrôn trong chất khí) thì thuyết êlectrôn có thể áp dụng được và cho các kết quả phù hợp không những về mặt định tính và cả định lượng nữa.

§2. HIỆN TƯỢNG ĐIỆN Ở CHỖ TIẾP XÚC GIỮA CÁC KIM LOẠI

1) Công thoát êlectrôn

Ta đã biết rằng các êlectrôn tự do trong kim loại chuyển động nhiệt hỗn loạn và được giữ lại ở bên trong kim loại. Điều đó có nghĩa là ở gần mặt kim loại phải có những lực liên kết tác dụng lên các êlectrôn và hướng vào phía trong kim loại. Muốn vượt ra khỏi mặt

giới hạn của vật dẫn kim loại, electron phải thực hiện một công A chống lại các lực đó. Công này được gọi là *công thoát electron* ra khỏi kim loại.

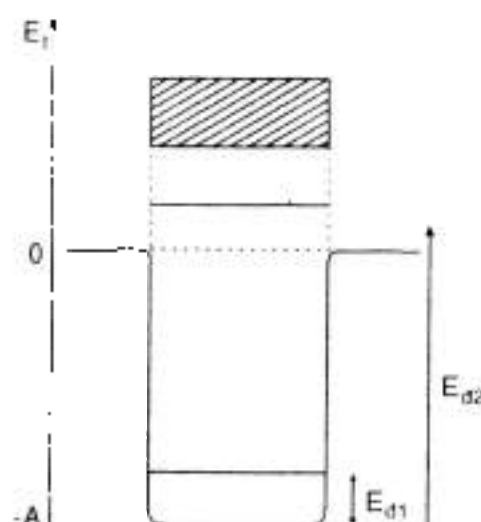
Do vì electron là hạt mang điện nên sự tồn tại của công thoát chứng tỏ rằng: ở lớp mặt ngoài của kim loại có một điện trường và khi đi từ bên ngoài vào trong kim loại điện thế tăng lên một lượng ϕ , được gọi là hiệu điện thế mặt ngoài. Một cách tương ứng, thế năng của electron giảm đi một lượng $e\phi$. Muốn vượt ra ngoài mặt kim loại electron phải thực hiện công thoát:

$$A = e\phi \quad (3.13)$$

Để đo công thoát người ta thường dùng đơn vị là electron-vôn, kí hiệu eV, $1\text{eV} = 1.6.10^{-19}\text{J}$.

Sự biến thiên các điện thế trong kim loại khi không có dòng điện có thể biểu diễn cụ thể bằng đồ thị trên hình 3.2.

Trên trục thẳng đứng có giá trị thế năng $e\phi$ của electron, với ϕ là điện thế tại vị trí electron (quy ước điện thế ở mặt ngoài kim loại bằng không). Thế năng của electron ở ngoài kim loại là không đổi. Đi từ lớp mặt ngoài kim loại vào trong thế năng giảm nhanh đi một lượng bằng công thoát A (tương ứng với lực hướng vào trong kim loại). Còn ở bên trong kim loại thì thế năng có giá trị âm không đổi. Ta thấy sự phân bố thế năng của electron bên trong kim loại được biểu diễn dưới dạng một *hố thế* (hay *hộp thế*) có độ sâu $A = e\phi$ (Cần chú ý rằng, đúng ra là thế năng của electron bên trong kim loại biến thiên tuần hoàn bởi vì trong mạng tinh thể kim loại điện tích phân bố tuần hoàn, nhưng để cho đơn giản ta thay nó bằng giá trị trung bình).



Hình 3.2

Nếu electron bên trong kim loại có động năng E_{d1} nhỏ hơn độ sâu của hố thế (H 3.2) thì nó không thể thoát ra ngoài kim loại được.

Nhưng nếu động năng E_{02} của electron lớn hơn độ sâu hố thế (H.3.2) thì electron sẽ đi ra khỏi kim loại. Như vậy, điều kiện để electron thoát ra khỏi mặt kim loại là

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq e\varphi \quad (3.14)$$

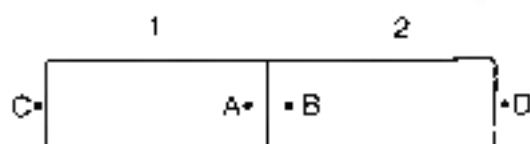
Công thoát A có độ lớn vào khoảng vài eV (do đó φ có độ lớn khoảng vài vôn). Trong khi đó động năng trung bình của chuyển động nhiệt của electron ở nhiệt độ phòng bằng $\frac{3}{2}kT \approx 6.23 \cdot 10^{-21} \text{J} \approx 0,039 \text{eV}$, nghĩa là nhỏ hơn A rất nhiều. Vì vậy, ở nhiệt độ phòng, đại bộ phận các electron tự do ở bên trong kim loại.

2) Hiệu điện thế tiếp xúc

Năm 1797 Volta đã phát hiện ra là: khi hai vật dẫn kim loại khác nhau tiếp xúc với nhau, có xuất hiện một hiệu điện thế giữa chúng. Volta cũng nhận thấy rằng nếu có một số vật dẫn kim loại khác nhau nối tiếp với nhau thì tại hai đầu của mạch có xuất hiện một hiệu điện thế. Hiệu điện thế này chỉ phụ thuộc vào bản chất của các kim loại ở hai đầu chứ không phụ thuộc vào kim loại nằm ở giữa.

Hiệu điện thế vừa nói trên, xuất hiện khi đặt tiếp xúc các kim loại khác nhau, được gọi là *hiệu điện thế tiếp xúc*. Chỗ tiếp xúc giữa kim loại thường được gọi là *mối hàn*. Hiệu điện thế tiếp xúc thay đổi tùy thuộc từng cặp kim loại và thường có giá trị từ vài phần trăm vôn đến vài chục vôn. Nó phụ thuộc rất rõ vào độ tinh khiết của kim loại đặc biệt là phụ thuộc vào độ tinh khiết của mặt kim loại tiếp xúc với chất khí.

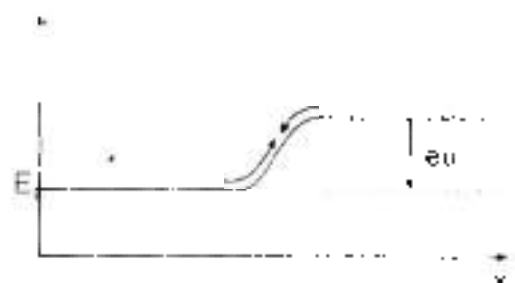
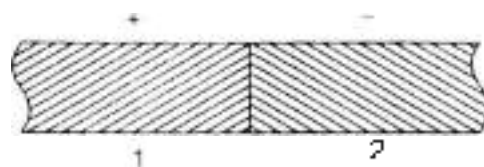
Ta phân biệt hai loại hiệu điện thế tiếp xúc: *hiệu điện thế tiếp xúc trong* và *hiệu điện thế tiếp xúc ngoài*. Hiệu điện thế tiếp xúc trong là hiệu điện thế giữa hai điểm A và B ở chỗ tiếp xúc giữa hai kim loại 1 và 2 (H.3.3) còn hiệu điện thế tiếp xúc ngoài là hiệu điện thế giữa hai điểm C và D ở bên ngoài kim loại nhưng nằm sát các mặt ngoài của hai kim loại đó.



Hình 3.3

3) Hiệu điện thế tiếp xúc trong

a) Để hiểu được nguyên nhân làm xuất hiện hiệu điện thế tiếp xúc trong ta xét hai kim loại khác nhau 1 và 2 có cùng một nhiệt độ như nhau tiếp xúc với nhau (H 3.4).



Hình 3.4

Do chuyển động nhiệt hỗn loạn các electron tự do sẽ khuếch tán từ kim loại 1 sang kim loại 2 và ngược lại. Bởi vì mật độ n_1 và n_2 của electron tự do trong hai kim loại đó khác nhau nên các dòng electron khuếch tán sẽ khác nhau. Giả sử $n_1 > n_2$, khi đó dòng electron khuếch tán từ kim loại 1 sẽ lớn hơn dòng khuếch tán ngược lại từ kim loại 2, kết quả là kim loại 1 sẽ tích điện dương, còn kim loại 2 sẽ tích điện âm. Như vậy là giữa hai kim loại, tại lớp mỏng σ chỗ tiếp xúc có xuất hiện một điện trường tức là một hiệu điện thế, điện trường này cản trở chuyển động của các electron từ kim loại 1 sang kim loại 2 và thúc đẩy chuyển động của các electron từ kim loại 2 sang kim loại 1. Do đó số lượng tổng cộng các electron tự do từ kim loại 1 sang kim loại 2 giảm dần. Cho đến khi hiệu điện thế giữa hai kim loại đó đạt đến một giá trị U , thì có sự cân bằng giữa hai dòng electron đó và hiệu điện thế U , đó chính là hiệu điện thế tiếp xúc trong của hai kim loại. Nó có giá trị vào khoảng $10^{-3} - 10^{-4}V$ (cần chú ý rằng vận tốc chuyển động nhiệt của các electron là lớn (khoảng $10^5 m/s$) nên sự trao đổi electron giữa hai kim loại xảy ra rất nhanh và sự cân bằng giữa các dòng electron được thực hiện chỉ sau một phần nhỏ của giây).

b) Cơ thể hiệu điện cụ thể kết quả trên bằng đồ thị năng lượng. Trên trục tung đặt giá trị $E_c = eU$ của thế năng electron trong kim loại còn trên trục hoành đặt khoảng cách dọc theo tấm kim loại. Đồ thị phân bố năng lượng có dạng như trên hình 3.4. Khi không có dòng điện, điện thế bên trong mỗi kim loại là như nhau, do đó năng

lượng E_i là như nhau tại các điểm khác nhau trong cùng kim loại. Nhưng giá trị của E_i trong hai kim loại lại khác nhau. Trong kim loại 2 tích điện dương E_i có giá trị nhỏ hơn trong kim loại 1 tích điện âm (vì $e < 0$). Hiệu của hai giá trị E_i của electron trong hai vật dẫn bằng eU_i .

Dựa vào thuyết electron ta cũng có thể tính được hiệu điện thế tiếp xúc trong. Trong giáo trình vật lý phân tử ta đã biết rằng mật độ n của chất khí tuân theo công thức phân bố Boltzmann

$$n = n_0 \exp \left\{ - \frac{U_i}{kT} \right\}$$

với U_i là thế năng của phân tử khí. Vì tập hợp các electron tự do trong kim loại được xem là khí electron nên trong trường hợp của hai kim loại tiếp xúc ta có: $U_i = eU_i$ và

$$n_1 = n_2 \exp \left\{ - \frac{eU_i}{kT} \right\} \quad (3.15)$$

Trong đó n_1 và n_2 là nồng độ các electron tự do trong hai kim loại. Từ đó:

$$U_i = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} \quad (3.16)$$

Công thức đó chứng tỏ hiệu điện thế tiếp xúc trong U_i phụ thuộc vào nhiệt độ và sự chênh lệch về nồng độ $\frac{n_2}{n_1}$ của hai kim loại.

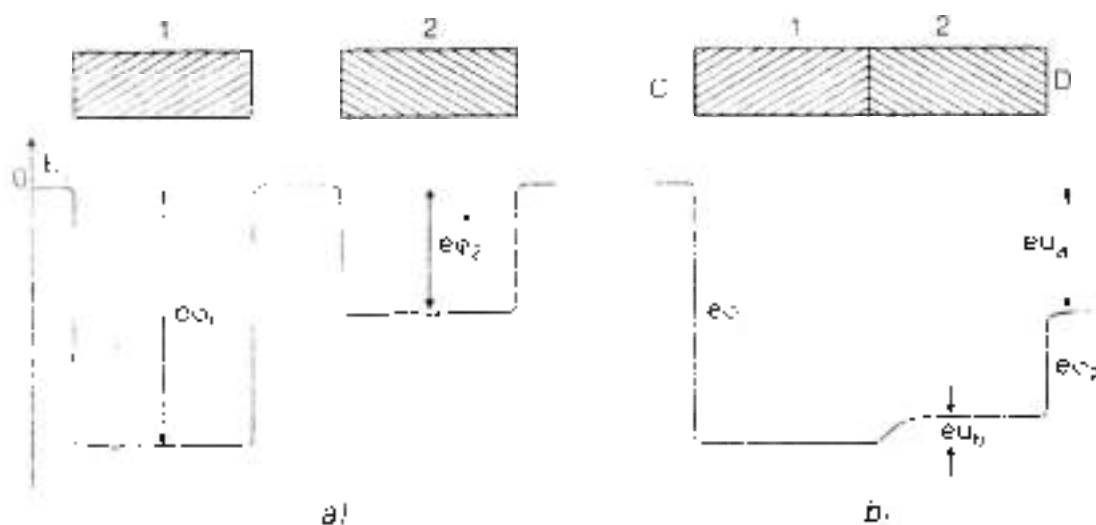
Từ thuyết lượng tử về kim loại người ta tìm được một biểu thức khác của hiệu điện thế tiếp xúc. Vì vậy công thức vừa tìm được chỉ có thể sử dụng một cách định tính.

4) Hiệu điện thế tiếp xúc ngoài

a) Ta xét trạng thái thiết lập ở các đầu tự do của hai kim loại tiếp xúc với nhau.

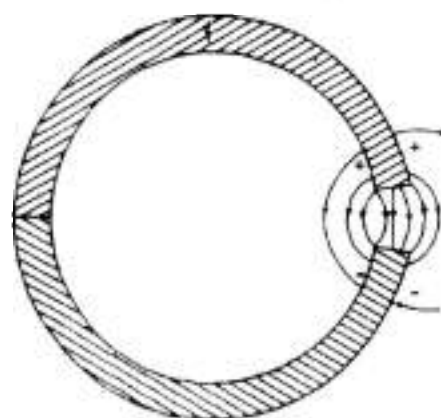
Khi hai thanh kim loại 1 và 2 ở xa nhau, thế năng của electron tự do tại các điểm khác nhau được biểu diễn bằng những đường cong trên hình 3.5a, trong đó năng lượng của electron đứng yên trong chân không (tức là bên ngoài kim loại) được quy ước bằng không. Vì cả hai kim loại đều không tích điện nên giữa chúng không có điện

lượng, và năng lượng của electron trong khoảng không gian giữa các kim loại là không đổi. Thế năng của electron, nói chung hơn là giá trị trung bình của nó, bên trong kim loại cũng không thay đổi nhưng nó có một giá trị khác nhỏ hơn ngoài chân không. Vì thế mỗi thanh kim loại, được đặc trưng bằng một hồ thế có độ sâu $e\phi$.



Hình 3.5

Khi cho hai thanh kim loại tiếp xúc với nhau thì, ở lớp tiếp xúc, do sự khuếch tán của các electron, có xuất hiện một độ nhảy điện thế U_c bằng hiệu điện thế tiếp xúc trong, và đây đây của hai hồ thế (H 3.5b) cách nhau một khoảng năng lượng nhỏ eU_c . Nhưng vì độ sâu của các hồ thế khác nhau, nên những bờ ngoài của chúng có những độ cao khác nhau. Điều đó có nghĩa là: giữa hai điểm C và D bất kì, nằm ngoài kim loại và ở sát mặt kim loại có xuất hiện một hiệu điện thế. Đó là hiệu điện thế tiếp xúc ngoài U_a giữa hai kim loại. Khi hai kim loại tiếp xúc với nhau, trong khoảng không gian bên ngoài có xuất hiện một điện trường và trên mặt kim loại có xuất hiện những điện tích (H.3.6).



Hình 3.6

Từ hình 3.5 ta có:

$$eU_3 = e\varphi_2 - e\varphi_1 \pm eU_1$$

do đó

$$U_3 = \varphi_2 - \varphi_1 \pm U_1 \quad (3.17)$$

trong đó lấy dấu + hay - tùy theo dấu U_1 chỉ có trị số vào khoảng $10^{-2} - 10^{-3}V$, còn các điện thế thoát φ lại có giá trị vào khoảng vài vôn và hiệu các điện thế thoát của kim loại cũng vào cỡ như thế. Do có độ chính xác cao, ta có thể coi rằng: $U_3 = \varphi_1 - \varphi_2$ (3.18)

Thuyết lượng tử về kim loại chứng tỏ công thức trên là đúng.

b) Bây giờ ta hãy khảo sát một mạch nhiều kim loại 1, 2, 3, 4 tiếp xúc với nhau (H.3.7). Khi cắt (tưởng tượng) chúng theo đường aa, thì giữa các đầu tự do của các kim loại 1 và 2 có hiệu điện thế tiếp xúc:

$$U_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$$

Một các tương tự, giữa các mặt cắt aa và bb có hiệu điện thế tiếp xúc

$$U_{23} = \varphi_3 - \varphi_2$$

và ở cặp kim loại cuối cùng ta có

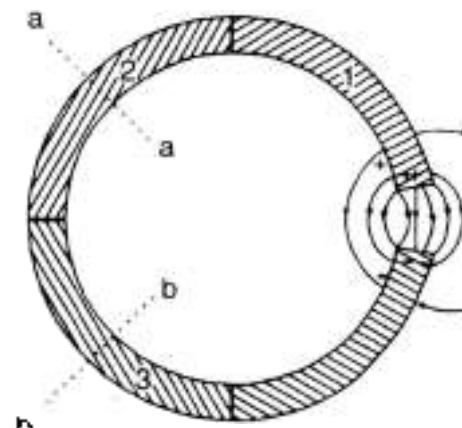
$$U_{34} = \varphi_4 - \varphi_3$$

Vì các điểm thuộc aa hoặc bb ở trong cùng một kim loại nên không có thêm hiệu điện thế phụ nào nữa và do đó hiệu điện thế tiếp xúc của cả mạch là:

$$\begin{aligned} U_{12} + U_{23} + U_{34} &= (\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) \\ &= \varphi_4 - \varphi_1 = \varphi_{14} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Như vậy có nghĩa là: hiệu điện thế tiếp xúc ở cả mạch chỉ được xác định bởi các loại kim loại ở hai đầu mạch, không phụ thuộc vào các kim loại xen giữa mạch, đúng như thực nghiệm đã xác nhận

c) Nếu một mạch kín gồm nhiều kim loại hay, nói chung, các vật dẫn electron (vật dẫn loại 1) tiếp xúc với nhau thì hiệu điện thế



Hình 3.7

tiếp xúc ngoài bằng không và chỉ có các hiện diện thể tiếp xúc trong U_{12} , U_{21} . Nếu các kim loại có cùng nhiệt độ, thì tổng các độ nhảy điện thế đó - tức là suất điện động - bằng không. Dựa vào thuyết lượng tử về kim loại ta cũng thu được kết quả như vậy. Cũng như công thoát electron, hiệu điện thế tiếp xúc thay đổi rất nhiều khi mặt ngoài bị vết bẩn nhỏ hay bị ôxi hoá.

§3. CÁC HIỆN TƯỢNG NHIỆT ĐIỆN

1) Hiện tượng Peltier

Do có tồn tại hiệu điện thế tiếp xúc, nên ngoài nhiệt lượng Joule tỏa ra trong thể tích vật dẫn còn có một hiện tượng nhiệt phụ nữa xảy ra ở chỗ tiếp xúc giữa hai kim loại khác nhau do Peltier phát hiện ra năm 1834, gọi là *hiện tượng Peltier*. Khi cho dòng điện đi qua chỗ tiếp xúc giữa hai kim loại, tại đó có sự hấp thụ hay tỏa ra một lượng nhiệt Q (gọi là nhiệt lượng Peltier), tùy thuộc vào chiều dòng điện đi qua đó, và kết quả là chỗ tiếp xúc lạnh đi hay nóng lên.

Thí nghiệm chứng tỏ rằng, nhiệt lượng Peltier Q tỏa ra hay hấp thụ ở chỗ tiếp xúc (mỗi hàn) tỉ lệ thuận với điện tích toàn phần q đi qua mỗi hàn

$$Q = \alpha_p q = \alpha_p I t$$

Hệ số α_p phụ thuộc vào bản chất của các kim loại tiếp xúc và vào nhiệt độ của chúng, gọi là *hệ số Peltier*.

Cần chú ý rằng hiện tượng Peltier và sự tỏa nhiệt Joule có sự khác nhau cơ bản: Nhiệt lượng Joule tỉ lệ với bình phương cường độ dòng điện và không phụ thuộc vào chiều dòng điện. Còn nhiệt lượng Peltier lại hoàn toàn khác.

Trong công thức (3.20) nếu Q đo bằng jun, q bằng culông thì α_p tính bằng J/C hay bằng vôn. Thí nghiệm chứng tỏ rằng đối với đa số các cặp kim loại khác nhau α_p có trị số khoảng $10^{-2} - 10^{-3}$ V. Trong các điều kiện thông thường nhiệt lượng Peltier nhỏ so với nhiệt lượng Joule nhiều, vì vậy khó phát hiện

2) Hiện tượng Thomson

Khi khảo sát các hiện tượng nhiệt điện, Thomson đã đi đến kết luận là: Ngay cả trong một vật dẫn đồng nhất, nếu nhiệt độ tại các phần khác nhau của vật là khác nhau thì có một lượng nhiệt phụ được tỏa ra hay hấp thụ, lượng nhiệt này hoặc bổ sung thêm vào nhiệt lượng Joule, hoặc làm giảm nhiệt lượng đó.

Hiện tượng đó được gọi là *hiện tượng Thomson*. Nói cho đúng thì hiện tượng này không liên quan trực tiếp tới các hiện tượng tiếp xúc. Tuy vậy nguồn gốc của hiện tượng đó lại có liên quan chặt chẽ với các nguyên nhân làm xuất hiện các hiện tượng tại chỗ tiếp xúc. Li thuyết và thực nghiệm chứng tỏ hiện tượng Thomson tuân theo định luật sau đây:

Nhiệt lượng Q tỏa ra trong một đơn vị thể tích và trong một đơn vị thời gian tỉ lệ với gradien nhiệt độ $\frac{dT}{dx}$ và với mật độ dòng điện i :

$$Q = \alpha, \frac{dT}{dx} i \quad (3.21)$$

Hệ số tỉ lệ α , được gọi là hệ số Thomson, phụ thuộc vào bản chất của vật dẫn và vào trạng thái của nó, đặc biệt là vào nhiệt độ vật dẫn. Hệ số Thomson có giá trị nhỏ, thí dụ như đối với bixmut ở nhiệt độ phòng $\alpha, = 10^{-5} \text{V/K}$.

Khi dòng điện trong vật dẫn chạy theo một chiều nào đó thì tác dụng tỏa nhiệt hay hấp thụ nhiệt do hai nguyên nhân trên sẽ trái ngược nhau. Điều này giải thích tại sao trong một số kim loại thì khi chiều dòng điện và chiều dòng nhiệt trùng nhau sẽ có sự tỏa nhiệt, còn trong một số kim loại khác thì trong điều kiện ấy lại có sự hấp thụ nhiệt.

3) Hiện tượng Seebeck

a) Ta đã biết rằng trong một mạch kín gồm nhiều vật dẫn loại một tiếp xúc với nhau, khi nhiệt độ các chỗ tiếp xúc (mối hàn) như nhau thì không xuất hiện một suất điện động nào. Nhưng bây giờ nếu làm cho nhiệt độ ở các mối hàn khác nhau thì trong mạch có

dòng điện tức là có suất điện động. Chúng làm ở mạch kín gồm hai kim loại khác nhau tiếp xúc với nhau gọi là *cặp nhiệt điện* ta có dòng điện ở mỗi hân và làm lạnh mỗi hân kia cho trong mạch có dòng điện gọi là *dòng nhiệt điện*. Đó là *hiệu ứng nhiệt điện* do Seebeck tìm ra năm 1821. Suất điện động xuất hiện trong mạch gọi là *suất nhiệt điện động*.

Dưới đây là bảng ghi các giá trị của suất điện động đối với một số cặp kim loại thường dùng tính bằng microvôn (mỗi hân được giữ ở 0°C)

Nhiệt độ của một hân (°C)	Platin - Platin 10% rơdi	Sắt - Constantan 160% Cu - 40% Ni	Đồng - Constantan
100	0,64	5	4
200	1,14	11	9
500	4,22	27	-
1000	9,57	-	-

Suất nhiệt điện động α tăng không tỉ lệ với hiệu nhiệt độ giữa các mối hàn. Vì vậy để đặc trưng cho các tính chất nhiệt điện của một cặp vật dẫn bất kì người ta đưa vào đại lượng gọi là *suất điện động* vì phân α , bằng suất nhiệt điện động xuất hiện khi hiệu nhiệt độ các mối hàn là 1°C:

$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (3.22)$$

α phụ thuộc không những vào bản chất của cặp kim loại, mà còn phụ thuộc vào trạng thái của chúng, đặc biệt là vào nhiệt độ.

Nếu hiệu nhiệt độ $T_1 - T_2$ của mối hàn không lớn thì ta có:

$$\varepsilon = \alpha(T_1 - T_2) \quad (3.23)$$

Bảng sau đây cho ta giá trị của α tính ra microvôn trên độ ($\mu\text{V/K}$) ở một số kim loại đối với platin ở 0°C.

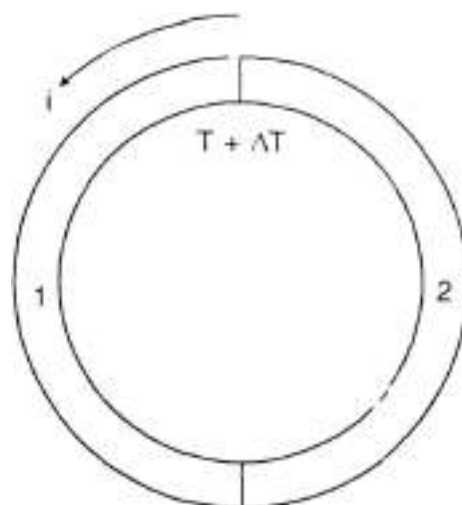
Kim loại	α ($\mu\text{V/K}$)	Kim loại	α ($\mu\text{V/K}$)
Bismut	-65,0	Kẽm (Ni)	-16,4
Sắt	+16,0	Antimoni	+47,0
Đồng	+4,40	Constantan	-34,4

Sử dụng bảng trên ta có thể tìm được giá trị α không chính xác đối với platin mà cao đối với bất kỳ các kim loại nào. Chẳng hạn với cặp sắt - côngxtantan = (sắt - platin) - (côngxtantan - platin), do đó

$$\alpha = +16,0 - (-34,4) = 50,4 \text{ } \mu\text{V/K}$$

Dấu (- hoặc +) trước trị số α chỉ rõ chiều của dòng nhiệt điện, cụ thể là ở mỗi hàn nóng dòng điện chạy từ kim loại có giá trị α nhỏ (giá trị đại số) sang kim loại kia. Chẳng hạn ở cặp sắt - côngxtantan dòng điện ở mỗi hàn nóng chạy theo chiều từ côngxtantan ($\alpha = -34,4 \text{ } \mu\text{V/K}$) sang sắt ($\alpha = 16,0 \text{ } \mu\text{V/K}$).

b) Nguyên nhân của hiện tượng Seebeck. Xét mạch kín gồm hai kim loại 1 và 2 tiếp xúc với nhau (H.3.8). Nếu nhiệt độ ở hai mối hàn bằng nhau thì tổng của hiệu điện thế tiếp xúc trong ở hai mối hàn sẽ bằng không. Bây giờ giả sử nhiệt độ ở một mối hàn $T_1 = T$, còn ở mối hàn kia là $T_2 = T + \Delta T$. Nếu ta coi mật độ electron tự do n_1 và n_2 ở hai kim loại không phụ thuộc vào nhiệt độ thì tổng hiệu điện thế tiếp xúc ở hai mối hàn sẽ khác không, vì hiệu điện thế tiếp xúc phụ thuộc vào nhiệt độ (ở mỗi hàn nóng sự khuếch tán của electron nhiều hơn là ở mối hàn lạnh).



Hình 3.8

Dựa vào công thức (3.23) ta có thể tính được suất điện động trong mạch

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= U_{11} + U_{12} = \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_2}{n_1} + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \\ \mathcal{E} &= \frac{k(T_2 - T_1)}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \end{aligned} \quad (3.24)$$

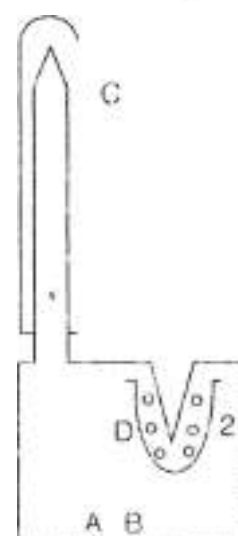
Ngoài nguyên nhân nói trên suất điện động còn do một nguyên nhân khác gây ra. Ta đã biết chuyển động của electron ở đầu nóng của thanh kim loại cao hơn đầu lạnh, vì thế dòng electron khuếch tán từ đầu nóng đến đầu lạnh lớn hơn dòng electron khuếch tán theo

chuyển ngược lại. Kết quả là dẫn lạnh tích điện âm, dẫn nóng tích điện dương. Quá trình khuếch tán kéo dài cho đến khi điện trường suất điện động làm cho dòng electron đi từ dẫn lạnh đến dẫn nóng bằng dòng electron đi ngược lại, khi đó có sự cân bằng động và có một hiệu điện thế được thiết lập giữa hai đầu mỗi thanh kim loại. Tổng đại số hai hiệu điện thế như thế ở hai thanh kim loại 1 và 2 tạo nên thành phần thứ hai của suất điện động. Ở một số cặp nhiệt điện người ta còn phát hiện thấy sự đổi dấu của suất điện động. Thí dụ, đối với cặp cerium - molipden, khi hiệu điện thế còn cho thấy ở một đầu nóng dòng điện chạy từ molipden sang cerium, còn khi hiệu nhiệt độ lớn thì dòng điện lại chạy theo chiều ngược lại (điều này có thể giải thích, nên cho rằng nhiệt độ đã làm thay đổi n số điện).

3. Ứng dụng của hiện tượng Seebeck

a. *Nhiệt kế nhiệt điện*. Cặp nhiệt điện có thể dùng để đo nhiệt độ rất cao cũng như rất thấp mà không thể đo được bằng các nhiệt kế thông thường.

Để đo ở nhiệt độ chẳng hạn, người ta dùng cặp nhiệt độ như hình vẽ (H. 3.9). Nó gồm hai sợi dây bằng hai kim loại khác nhau (có suất điện động đã được đo trước). Hai dây được đặt trong một ống sứ C để bảo vệ cho mỗi hàn 1 tránh tác dụng hoá học. Mỗi hàn 2 được giữ ở nhiệt độ không đổi (nhúng nó vào bình D đựng nước đã chẳng hạn). Hai đầu A và B của mạch mắc vào một milivôn - kế chạy vào một điện thế kế để đo chính xác suất nhiệt điện động bằng phương pháp xung đối). Dựa vào suất điện động đo được, ta xác định được hiệu nhiệt độ $T - T_0$, tức là xác định được T . Thường thì trên milivôn - kế đã ghi sẵn nhiệt độ tương ứng. Để đo các nhiệt độ không cao lắm người ta thường dùng các nhiệt điện cồngxtantan - đồng.



Hình 3.9

và côngxtantan - sắt. Còn để đo các nhiệt độ cao trong nhà máy hay trong phòng thí nghiệm người ta phải dùng cặp nhiệt điện platin - platin pha 10% rôđi

+ *Pin nhiệt điện*: Mặc nối tiếp nhiều cặp nhiệt điện ta được một bộ pin gọi là pin nhiệt điện, có suất điện động vài vôn và cường độ dòng điện tới vài ampe. Nhưng hiệu suất của pin nhiệt điện rất thấp (khoảng 0,1%) nên chỉ dùng trong một số trường hợp cần thiết.

§4. QUAN NIỆM HIỆN ĐẠI VỀ TÍNH CHẤT ĐIỆN CỦA VẬT RẮN. CHẤT BÁN DẪN ĐIỆN

Để giải thích một cách đầy đủ hơn các tính chất điện, tính chất nhiệt và các tính chất khác của kim loại, các điện môi, tính thể của các bán dẫn, ta không thể dùng thuyết electron cổ điển, mà phải dùng thuyết lượng tử về vật rắn (còn gọi là *thuyết vùng năng lượng của vật rắn*).

Trong tiết này chúng ta xét một số nội dung cơ bản của lý thuyết hiện đại về tính dẫn điện của vật rắn.

1) Thuyết vùng năng lượng của vật rắn.

Để hiểu được tính chất dẫn điện của vật rắn, ta khảo sát chuyển động của electron trong vật rắn.

a) Đầu tiên ta hãy xét chuyển động của electron trong một nguyên tử riêng biệt (cô lập).

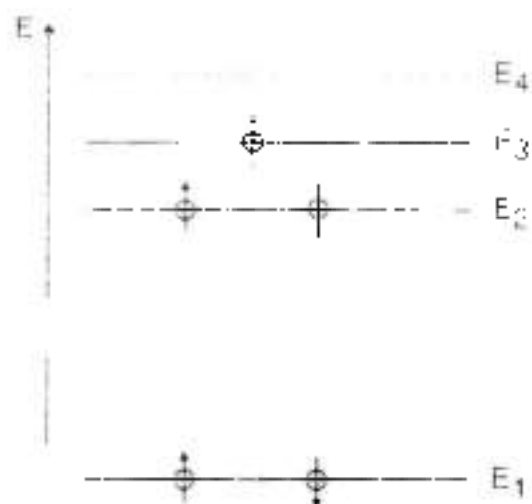
Theo cơ học lượng tử, electron trong nguyên tử chỉ có thể chuyển động trong những trạng thái xác định gọi là các *trạng thái lượng tử* (trạng thái dừng).

Ở mỗi trạng thái ấy, electron có một *năng lượng xác định*. Do chuyển động xung quanh hạt nhân, electron có *moment động lượng quỹ đạo* và một *moment từ xác định* (Xem chi tiết hơn ở chương V)

Ngoài ra ở mỗi trạng thái, do chuyển động nội tại của nó (mà người ta thường quan niệm cụ thể là chuyển động quay xung quanh

nhất đó, tuy rằng quan niệm này là hoàn toàn không đúng), *electron* chỉ có một *moment* động lượng riêng, xác định gọi là *spin* của *electron* và một *moment* từ riêng tương ứng. *Spin* của *electron* chỉ có 2 định hướng (giá trị) xác định.

Về năng lượng và các đặc trưng khác của *electron* trong nguyên tử cho có thể vẽ nhưng giá trị xác định, gián đoạn, cho nên để biểu diễn các trạng thái khác nhau của *electron* trong nguyên tử, người ta thường dùng sơ đồ đường mức, gọi là các *mức năng lượng*. Cụ thể ta hiểu rằng mỗi mức năng lượng bằng một đường thẳng nằm ngang, bên cạnh nó ghi (khi cần thiết) giá trị của năng lượng ứng với trạng thái đó. Ngoài ra khi cần chi tiết hơn, ta biểu diễn vectơ *spin* của *electron* ứng với trạng thái bằng mũi tên. Ta quy ước trục năng lượng hướng lên trên (H.3.10), các mức năng lượng nằm trên cao ứng với giá trị lớn hơn của năng lượng. Thử nghiệm và phép tính chứng tỏ rằng các mức càng cao càng xít gần nhau.



Hình 3.10

Cũng như các hạt khác, *electron* bao giờ cũng có xu hướng chuyển động trong những trạng thái có năng lượng khá đi nhỏ nhất, vì ở đó chuyển động của *electron* là bền vững hơn cả. Khi đó ta nói rằng *electron* nằm ở mức năng lượng thấp nhất. Khi ta cung cấp thêm năng lượng cho *electron* (bằng cách đốt nóng nguyên tử hoặc bằng tác dụng của điện từ trường ngoài, hay bằng các phương pháp khác) thì nếu *electron* nhận được đủ năng lượng cần thiết (bằng hiệu năng lượng giữa hai mức), *electron* sẽ chuyển lên mức cao hơn (điều này nói lên rằng bây giờ *electron* ở trong trạng thái có năng lượng cao hơn); còn nếu như năng lượng cung cấp cho *electron* là chưa đủ (còn chưa đủ bằng ngay cả hiệu năng lượng giữa mức hiện tại của *electron* và mức cao nhất gần nhất) thì *electron* vẫn nằm ở mức cao nhất nghĩa là trạng thái của *electron* vẫn không thay đổi. Đó là một đặc tính lượng tử, nó xít gần với các quan niệm thông thường của cơ học cổ điển.

2. Bây giờ ta xét chuyển động của các electron bên trong kim loại với giả thiết là *điện trường của các ion dương của mạng tinh thể không ảnh hưởng tới chuyển động của electron* (trong giai đoạn đầu của sự phát triển của lý thuyết lượng tử về vật rắn, người ta đã làm như vậy để tính toán được đơn giản). Nói cách khác ta coi electron trong kim loại như là chất khí electron. Trong trường hợp đó, năng lượng của các electron trong kim loại cũng có giá trị gián đoạn xác định. Một vấn đề được đặt ra là: Có bao nhiêu electron nằm trong cùng một trạng thái năng lượng, hay như người ta thường nói, *các electron trong kim loại được phân bố trên các mức năng lượng như thế nào?* Theo quan niệm thông thường, nếu khí electron giống như khí lý tưởng, thì ở nhiệt độ $T = 0^\circ\text{K}$ tất cả các electron sẽ nằm ở mức năng lượng thấp nhất và vận tốc của nó bằng không. Nhưng sự thực thì không phải như vậy. Theo nguyên lý Pauli, ở mỗi mức năng lượng chỉ có thể có tối đa là hai electron có spin đối song, tức là hai electron giống nhau về mọi đặc trưng trừ vectơ spin của chúng thì song song nhưng ngược chiều nhau. Vì vậy, các electron được phân bố từ mức năng lượng thấp nhất trở lên và cứ phân bố đủ hai electron ở một mức nào đó thì lại bắt đầu phân bố sang mức cao hơn tiếp theo. Vì số electron trong nguyên tử lại có hạn nên chỉ những mức năng lượng thấp bị chiếm đầy, còn những mức năng lượng cao thì hoặc mới bị một electron chiếm hoặc bỏ trống hoàn toàn. Số các mức bị chiếm có giá trị vào cỡ như nồng độ các electron tự do trong kim loại. Trên hình 3.11 ta biểu diễn các mức đó bằng các đường nằm ngang. Mức cao nhất M ứng với trạng thái của electron bắt đầu rời khỏi kim loại, còn mức F là mức cao nhất bị các electron chiếm chỗ và được gọi là mức Fermi (tất cả các mức dưới F đều đã bị chiếm đầy). Như vậy công thoát electron của kim loại mà ta xét ở §2 chính bằng hiệu năng lượng giữa mức M

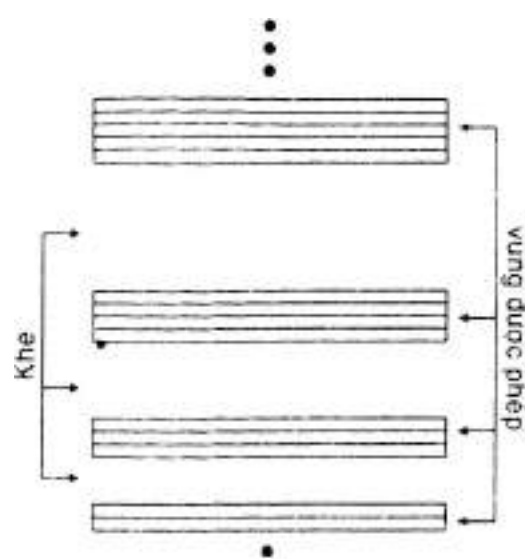


Hình 3.11

và mức F . Cũng nên lưu ý rằng vận tốc của electron nằm trên mức Fermi có độ lớn vào cỡ 10^6 m/s .

c) Cuối cùng ta xét chuyển động của các electron bên trong kim loại khi có kê cả đến tác dụng của ion σ mạng tinh thể. Các ion dương nằm tại các nút của mạng tinh thể tạo ra bên trong kim loại một điện trường tuần hoàn ảnh hưởng tới chuyển động của các electron dẫn. Cụ thể là nó làm cho trạng thái năng lượng của electron trong kim loại thay đổi một cách cân bằng so với trạng thái của nó trong nguyên tử cô lập mà ta đã xét ở trên. Trong kim loại, trạng thái năng lượng của electron được xác định không những do tương tác của chúng với hạt nhân nguyên tử như là trong nguyên tử cô lập mà còn do điện trường của mạng tinh thể tức là do tương tác với các nguyên tử khác. Kết quả của tương tác đó là: Thay cho mỗi mức năng lượng của nguyên tử cô lập, bây giờ trong kim loại có chứa N nguyên tử tương tác sẽ xuất hiện N mức năng lượng phân bố rất gần nhau, hay như người ta thường nói, mỗi mức năng lượng của nguyên tử cô lập bây giờ được tách ra làm N mức gần nhau, các mức này tạo thành một dải năng lượng được phép hay một vùng năng lượng được phép. Từ "được phép" nói lên rằng, miền đó biểu diễn các trạng thái mà nguyên tử có thể "được phép" nằm trong đó, miền đó có bề rộng vào khoảng vài electron-vôn. Cũng giống như trong nguyên tử cô lập, trong đó các mức

năng lượng gián đoạn ngăn cách nhau bằng khoảng năng lượng mà các electron không thể có ("vùng cấm"). Trong kim loại các vùng năng lượng được phép cũng ngăn cách nhau bằng các "vùng cấm" hay "khe năng lượng". Bề rộng của vùng cấm cũng có giá trị vào cỡ như của vùng được phép. Hình 3.12 biểu diễn sơ đồ các vùng năng lượng của kim loại và khe năng lượng nơi chung, của vật rắn.



Hình 3.12

Trong nguyên tử có lớp, các mức năng lượng được phép có thể, hoặc bị electron chiếm, hoặc còn tự do. Một cách tương ứng, trong kim loại, các vùng năng lượng được các electron tới chiếm chỗ "lấp đầy" một cách khác nhau. Trong các trường hợp giới hạn chúng có thể bị electron lấp đầy toàn bộ, hoặc hoàn toàn tự do.

Cũng giống như trong nguyên tử có lớp, electron trong các tinh thể có thể chuyển từ vùng năng lượng được phép này sang vùng được năng lượng phép khác, hoặc có thể chuyển từ mức này sang mức kia ở bên trong vùng một vùng được phép. Muốn cho electron chuyển từ vùng năng lượng được phép dưới lên vùng nằm sát bên trên, cần phải tiêu thụ một năng lượng ít ra là chiều rộng của vùng cấm nằm giữa chúng, tức là vào khoảng vài electron volt. Để dịch chuyển electron giữa các mức bên trong một vùng được phép thì chỉ cần một năng lượng rất nhỏ (vào khoảng 10^{-4} eV).

Khi tăng nhiệt độ, ta có thể chuyển cho electron một năng lượng khá lớn. Vì vậy các kích thích nhiệt có thể làm cho electron dịch chuyển giữa các mức của một vùng năng lượng cũng như giữa các vùng khác nhau.

Tất cả những điều trình bày ở trên có liên quan không những tới các kim loại mà còn tới tất cả các vật rắn tinh thể khác. Như vậy trong trường hợp vật rắn bất kỳ, gồm các hạt (ion, nguyên tử hay phân tử) phân bố có trật tự, đều hình thành *phổ* các vùng năng lượng.

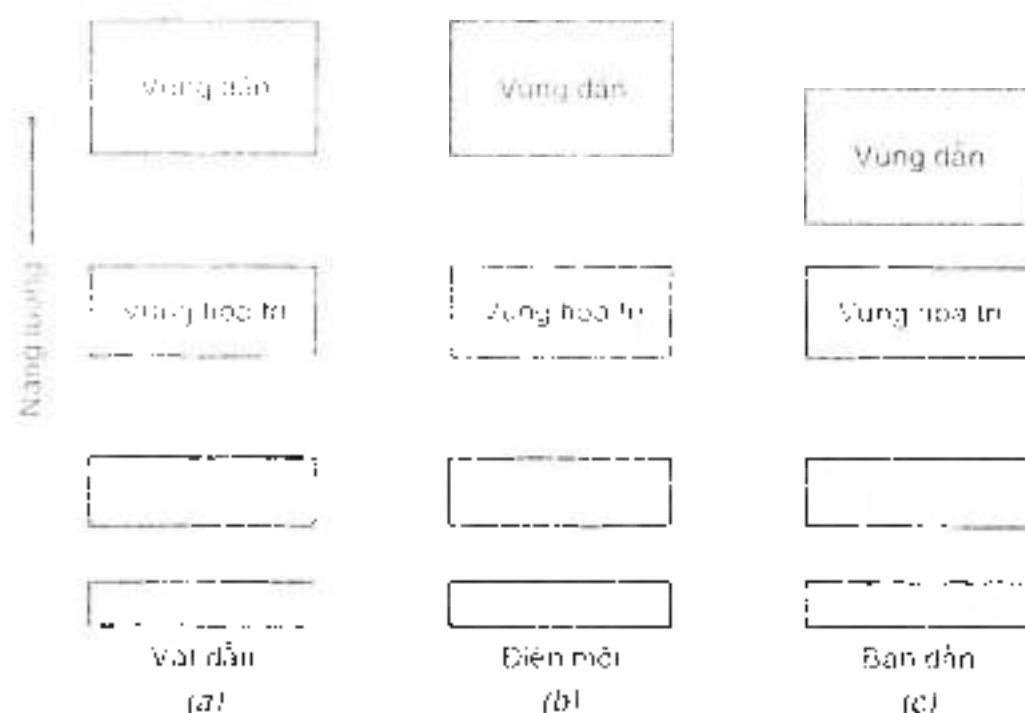
2) Kim loại và điện môi

Theo quan điểm của của vùng năng lượng vật rắn, sơ dĩ các loại vật rắn khác nhau có tính chất điện khác nhau do vì hai nguyên nhân: một là, do *chiều rộng của vùng cấm (khe năng lượng) khác nhau*; hai là, do *các electron lấp đầy các vùng được phép một cách khác nhau*.

Một vấn đề cơ bản thường được đặt ra khi nghiên cứu các tính chất điện của vật rắn, đó là: vật rắn đó có dẫn điện hay không? Vấn đề đó được giải quyết tùy thuộc vào hai yếu tố trên. Điều kiện cần thiết của tính dẫn điện của vật rắn là phải có *xuất hiện các mức năng lượng tự do*, mà điện trường ngoài (của nguồn điện) có thể chuyển các electron tới đó (tạo ra) nhất cho thì chỉ cần các mức đó

không bị chiếm hoàn toàn bởi electron, nghĩa là trên mức đó vẫn còn các chỗ trống để các electron di chuyển được.

Các điện trường thông thường không quá mạnh chỉ có thể gây nên sự di chuyển electron bên trong các vùng được phép. Vì vậy ta dễ dàng nhận được trong các trường hợp này vật rắn sẽ là vật dẫn điện.



Hình 3.13

Trong các vật dẫn (như đồng chẳng hạn), các electron hóa trị chỉ lấp đầy một nửa các mức năng lượng bên trong vùng được phép; một nửa số bị chiếm bởi hai electron và còn một nửa số mức hoàn toàn bỏ trống (tự do). (Ở đây ta nói là "lấp đầy một nửa" bởi vì theo nguyên lý Pauli, trên mỗi mức có thể có tối đa hai electron có spin đối song). Vùng năng lượng như vậy thường được gọi là *vùng hóa trị*, các electron nằm trong vùng này có thể tham gia vào sự dẫn điện. Trên vùng hóa trị là là vùng dẫn gồm các mức hoàn toàn bỏ trống (Hình 3.13a). Dưới tác dụng của điện trường (tức nguồn điện tạo ra) bên trong kim loại các electron hóa trị sẽ chuyển lên các mức năng lượng tự do cao hơn có trong vùng hóa trị. Như vậy nếu vùng hóa trị không bị chiếm hoàn toàn bởi các electron hóa trị thì vật rắn sẽ luôn luôn là vật dẫn điện.

Trong các điện môi rắn (như NaCl) ở nhiệt độ $T = 0^\circ\text{K}$, các

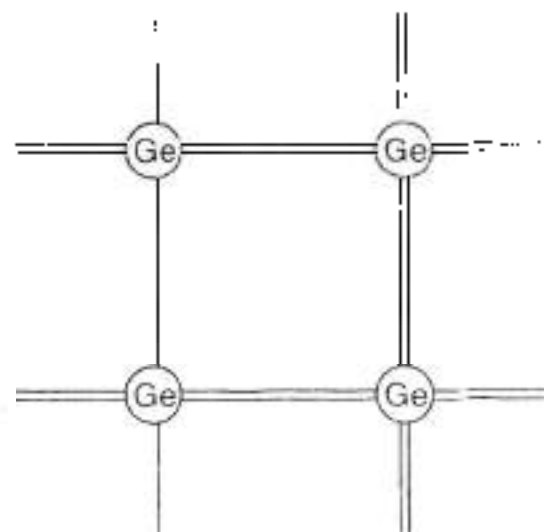
vùng dưới, kể cả vùng hóa trị bị lấp đầy hoàn toàn bởi các electron (gọi là các vùng đầy), còn các vùng cao hơn hoàn toàn bị bỏ trống (tự do) (vùng dẫn), đồng thời bề rộng của vùng cấm (khe năng lượng) là khá lớn (trên 3eV). Do đó dù điện trường mạnh (tất nhiên ta không xét trường hợp quá mạnh làm chất điện môi bị "đánh thủng") nó cũng không cung cấp đủ năng lượng cần thiết để electron vượt qua vùng cấm lên vùng dẫn ở trên (xem Hình 3.13b). Kết quả là các electron không thu thêm năng lượng, tức là không chuyển động định hướng để tạo thành dòng điện. Những vật rắn như vậy không dẫn điện.

3) Sự dẫn điện riêng của bán dẫn tinh khiết

Giữa các kim loại, có điện trở suất $10^{-8} - 10^{-6} \Omega m$ và các điện môi, có nhiều vật liệu thuộc loại bán dẫn có điện trở suất biến thiên trong một khoảng rộng từ 10^{-5} đến $10^4 \Omega m$.

Hầu như toàn bộ thiên nhiên quanh ta là gồm các chất bán dẫn. Các oxyt kim loại, sunfua, telurua, selenua của nhiều kim loại có các tính chất bán dẫn. Trong bảng tuần hoàn Mendeleev, các chất bán dẫn tạo thành một nhóm các nguyên tố, bên trái phía dưới các nguyên tố bán dẫn là kim loại, bên phải phía trên là các nguyên tố điện môi ở trạng thái rắn. Các đại biểu điển hình của các chất bán dẫn là gecmani (Ge), silic (Si) và telua (Te).

Để hiểu được bản chất sự dẫn điện của bán dẫn, ta xét cấu trúc bên trong của nó. Để cụ thể, ta xét tinh thể gecmani là một tinh thể nguyên tử bán dẫn được sử dụng rộng rãi nhất. Nó thuộc vào nhóm IV chu kì IV của hệ thống tuần hoàn các nguyên tố. Nguyên tử gecmani có 32 electron trong đó có 4 electron hóa trị. Khi hợp thành mạng tinh thể, mỗi nguyên tử gecmani liên kết với 4 nguyên tử ở gần nó nhất bằng cách để chung nhau từng cặp electron hóa trị (tên kết cộng hóa trị). Vì vậy trên giản đồ phẳng của



Hình 3.14

ạng tinh thể này (H.3.11), ta hiểu điện môi liên kết đa dạng cách mà từng đôi nguyên tử co liên kết với nhau bằng vách kép.

Để làm xuất hiện *tính bán dẫn trong* của bán dẫn tinh khiết, ta cần phải chuyển các electron từ vùng hóa trị bị lấp đầy ở dưới lên vùng dẫn. Muốn vậy cần phải tiêu hao một lượng năng lượng tối thiểu là bằng chiều rộng của vùng cấm (khe năng lượng) đối với Ge nó bằng 0,72 eV và đối với Si nó bằng 1,2 eV (H.3.13e).

Một đặc tính của bán dẫn là điện trở của nó giảm mạnh khi nhiệt độ tăng lên. Về mặt này chất bán dẫn có tính cách trái ngược với kim loại. Dùng thuyết vùng năng lượng vật rắn ta có thể giải thích được tính chất như vậy ở vật rắn. Nếu vùng hóa trị ở trên, hoàn toàn bị chiếm bởi electron mà cách vùng dẫn một khe năng lượng hẹp thì vật rắn là điện môi ở nhiệt độ thấp. Khi nhiệt độ tăng lên, kích thích nhiệt có thể làm cho các electron nằm ở bờ trên của vùng hóa trị chuyển lên các mức của vùng dẫn. Sự khác nhau cơ bản giữa bán dẫn và điện môi là ở chỗ bán dẫn có khe năng lượng hẹp hơn điện môi.

Khi nhiệt độ tăng lên, ở các chất bán dẫn, số electron bị kích thích nhiệt chuyển sang vùng dẫn và tham gia vào sự dẫn điện sẽ tăng lên. Vì vậy điện trở của bán dẫn giảm đi khi nhiệt độ tăng lên.

Khi có tác dụng của điện trường ngoài (đặt vào khối bán dẫn một hiệu điện thế) số electron đã chuyển lên vùng dẫn để dàng nhảy lên các mức năng lượng cao hơn và chuyển động có hướng để tạo thành dòng điện. Sự dẫn điện bằng các electron ở vùng dẫn được gọi là *sự dẫn điện bằng electron*. Các electron ở vùng dẫn được gọi là *các electron dẫn*. Nhưng khi một electron từ vùng hóa trị chuyển lên vùng dẫn, trạng thái (mức năng lượng) mà nó vừa rời khỏi bị bỏ trống. Do đó, khi có tác dụng của điện trường ngoài, một electron khác ở vùng hóa trị đang nằm ở mức năng lượng thấp hơn sẽ nhảy lên chiếm chỗ trống đó; nhưng như vậy trạng thái mà electron này vừa rời khỏi lại bị bỏ trống và, do đó, một electron khác ở mức năng lượng thấp hơn lại có thể nhảy lên chiếm chỗ trống đó... Cứ như vậy, các electron ở vùng hóa trị thay đổi được mức năng lượng của mình và chuyển động có hướng dưới tác dụng của điện trường ngoài

(chuyển động ngược chiều điện trường ngoài) và do đó, tạo nên một dòng điện. Dòng các electron ở vùng hóa trị dịch chuyển ngược chiều với điện trường ngoài, tương đương với một dòng các hạt mang điện dương, nằm tại vị trí của trạng thái bổ trống có mang điện tích $-e$ (tức là có điện tích bằng điện tích của electron về trị số, nhưng trái dấu), chuyển động cùng chiều điện trường. Vì lý do đó, trạng thái bổ trống "mang điện tích $+e$ " được gọi là lỗ trống, hay đơn giản hơn, gọi là "lỗ trống", và sự dẫn điện bằng tập hợp các electron ở vùng hóa trị được gọi là sự dẫn điện bằng lỗ trống.

Tóm lại bán dẫn tinh khiết có hai cách dẫn điện: dẫn điện bằng electron dẫn và dẫn điện bằng lỗ trống. Dòng điện tổng của bán dẫn tinh khiết là dòng chuyển dời có hướng của electron tự do (ngược chiều điện trường) và của lỗ trống (cùng chiều điện trường) do tác dụng của điện trường ngoài. Vì vậy cứ một electron ở miền đáy chuyển lên miền dẫn lại làm xuất hiện một lỗ trống, nên trong bán dẫn tinh khiết, mật độ lỗ trống bằng mật độ electron dẫn. Nhiệt độ mà khối bán dẫn càng cao thì mật độ của hạt tải điện (electron và lỗ trống) trong khối bán dẫn càng nhiều; vì vậy độ dẫn điện của khối bán dẫn tinh khiết tăng theo nhiệt độ. Tuy nhiên độ dẫn điện riêng của bán dẫn tinh khiết thường nhỏ, bởi vì mật độ mỗi electron tự do và lỗ trống tinh khiết thường khá nhỏ, chẳng hạn, ở 25°C trong số 10^{10} nguyên tử germani chỉ có 2 cặp electron tự do - lỗ trống!

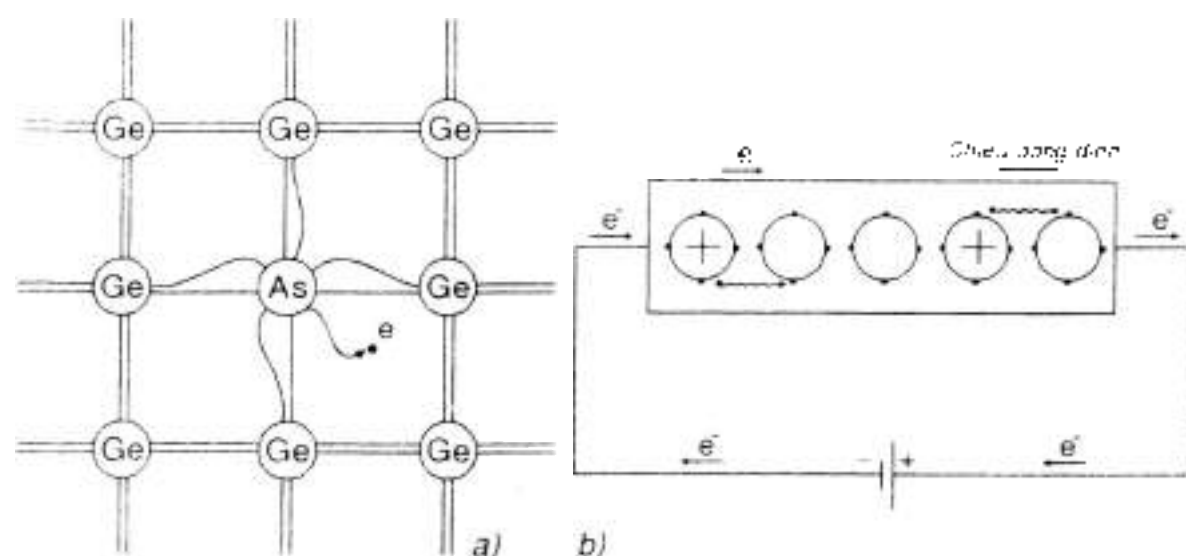
4) Bán dẫn loại n và loại p

Khi trong bán dẫn có lẫn các tạp chất thì các tính chất điện của nó bị ảnh hưởng mạnh. Ở đây ta hiểu tạp chất là các nguyên tử hay các ion của các nguyên tố lạ cũng như các loại sai hỏng khác nhau trong mạng tinh thể như là các nút trống, các xé dịch do tinh thể biến dạng, các chỗ nứt, v. v... kết quả của việc xuất hiện các tạp chất là có xuất hiện các mức năng lượng tạp chất phân bố trong miền cấm. Tùy thuộc vào loại nguyên tử tạp chất pha vào trong bán dẫn mà ta được bán dẫn loại n hay chất bán dẫn loại p.

a) Bán dẫn loại n

Giả sử ta pha một lượng rất nhỏ asen (As) hoặc một nguyên tố khác có hóa trị năm (như photpho) vào một khối bán dẫn germani (Ge) tinh

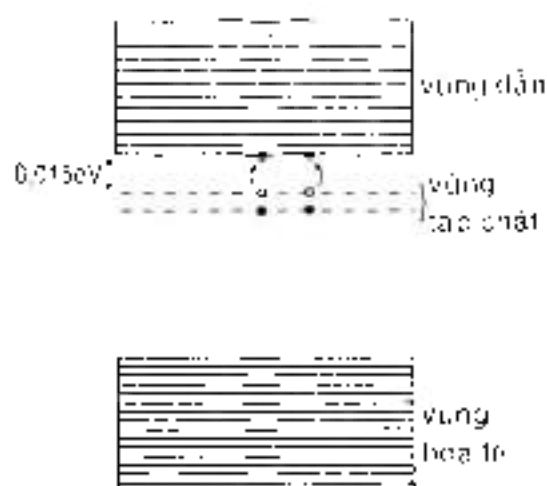
khắc và xét tác dụng của arsen lên tính dẫn điện của germani. Khi pha arsen vào germani, một số nguyên tử germani bị các nguyên tử arsen thay thế. Nguyên tử arsen có 5 electron hóa trị. Nhưng để liên kết với 4 nguyên tử germani nằm gần nhất, chỉ cần có 4 electron (H.3.15a). Các electron hóa trị thứ năm của arsen thì do chịu lực hút của các nguyên tử germani ở xung quanh nên liên kết yếu với nguyên tử arsen, năng lượng liên kết của nó với nguyên tử arsen bị giảm đi 256 lần và chỉ còn khoảng 0,015 eV. Nếu ta cung cấp năng lượng cần thiết để cho electron, thì electron này sẽ tách khỏi nguyên tử arsen và trở thành electron dẫn, tự do chuyển động trong mạng tinh thể germani. Trong khi đó, nguyên tử arsen trở thành ion dương, nhưng ion dương này bị gắn chặt vào mạng tinh thể nên không tham gia vào quá trình dẫn điện (H.3.15b).



Hình 3.15

Theo thuyết vùng năng lượng, thì khi pha arsen vào germani, trên sơ đồ năng lượng của electron trong mạng tinh thể germani có xuất hiện một vùng năng lượng hẹp ở trong vùng cấm, phía dưới vùng dẫn và cách đáy vùng dẫn một khoảng bằng 0,015 eV (H.3.16). Vùng này gồm các mức năng lượng chứa đầy electron hóa trị của arsen và được gọi là vùng tạp chất (các mức năng lượng của vùng này được gọi là mức choi). Vì vùng tạp chất nằm gần vùng dẫn như vậy, nên ngay cả khi nhiệt độ bình thường, một số electron ở vùng đó đã thu được đủ năng lượng cần thiết (0,015 eV) để chuyển lên vùng dẫn.

Quá trình đó làm xuất hiện các electron dẫn, nhưng không tạo nên lỗ dương ở vùng hóa trị (cần chú ý rằng, bên cạnh đó còn có sự dẫn điện riêng nhưng rất nhỏ). Vì lí do trên, trong bán dẫn gecmani có pha asen, mật độ electron vẫn lớn hơn mật độ lỗ trống rất nhiều. Bán dẫn gecmani có pha asen dẫn điện chủ yếu bằng electron dẫn, nên nó được gọi là *bán dẫn loại n* hay *bán dẫn electron*. Electron dẫn là hạt tải điện cơ bản của bán dẫn electron, còn lỗ trống là hạt tải điện không cơ bản.

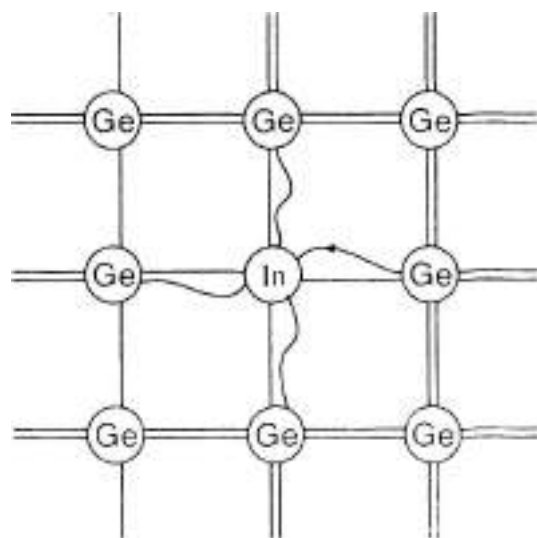


Hình 3.16

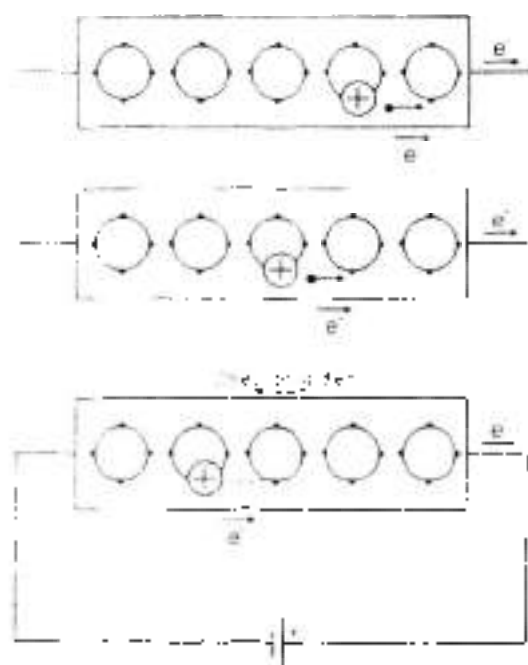
Các nguyên tử tạp chất (ở đây là asen) cung cấp electron "thừa" cho mạng tinh thể gọi là *nguyên tử cho (donor)*.

b) Bán dẫn loại p

Bây giờ ta pha một lượng rất nhỏ indi (In) hoặc các nguyên tố có hóa trị 3 (như Bo, nhôm) vào gecmani. Nguyên tử indi có 3 electron hóa trị, do đó để liên kết với 4 nguyên tử gecmani, có thiếu một electron (hình 3.17a). Indi có thể nhận thêm một electron từ nguyên tử gecmani ở gần đó, muốn vậy phải tốn một năng lượng vào khoảng 0,015 eV. Nếu ta cung cấp đủ năng lượng cần thiết đó cho electron của gecmani bằng cách tạo ra trong khối gecmani một điện trường (đặt vào khối gecmani một hiệu điện thế) thì electron đó sẽ tham gia vào một liên kết mà indi vốn thiếu (hình 3.17b). Nhưng khi đó, chỗ mà nó vừa rời khỏi (lỗ trống) lại bị một electron hóa trị của gecmani nhảy vào chiếm; tiếp theo chỗ mà electron này vừa rời



Hình 3.17(a)



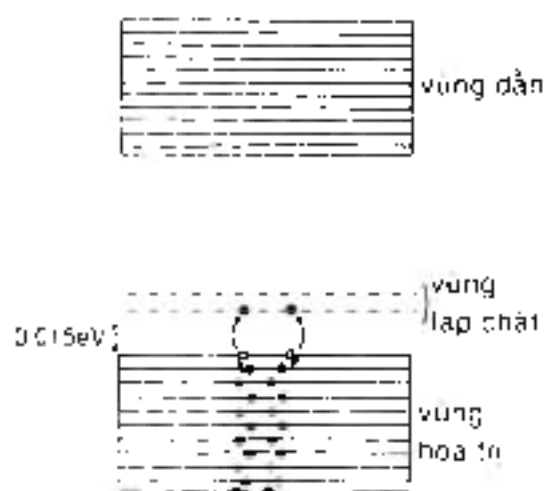
Hình 3.17(b)

tạo ra các mức năng lượng này được gọi là các mức nhận). Nhưng vì vùng này nằm sát vùng hóa trị nên ngay cả ở nhiệt độ bình thường, một số electron của vùng hóa trị đã có đầy đủ năng lượng để nhảy lên vùng dẫn. Quá trình đổi mức năng lượng này tạo ra lỗ trống nhưng không làm xuất hiện electron dẫn.

Vì lý do trên, trong bán dẫn gecmani có pha indii, mật độ lỗ trống lớn hơn mật độ electron dẫn rất nhiều (Cần chú ý rằng, bên cạnh đó còn có sự dẫn điện nóng nhưng rất nhỏ). Bán dẫn gecmani có pha indii dẫn điện chủ yếu bằng lỗ trống nên nó được gọi là bán dẫn loại p, hay bán dẫn lỗ trống. Các nguyên tử tạp chất trong trường hợp này được gọi là các nguyên tử nhận (acceptor). Trong bán dẫn lỗ trống hạt tải điện cơ bản là lỗ trống, còn electron là hạt tải điện không cơ bản.

khởi lại là một electron hóa trị tới chiếm. Dòng các electron do dịch chuyển ngược chiều điện trường, nó tương đương với một dòng các hạt điện tích $++$ (lỗ trống) chuyển động theo chiều ngược lại nghĩa là chuyển động theo chiều điện trường.

Theo thuyết vùng thì khi pha indii vào gecmani, trong sơ đồ năng lượng của mạng tinh thể gecmani có xuất hiện một vùng năng lượng hẹp nằm trong vùng cấm, bên trên vùng hóa trị và cách mức cao nhất của vùng hóa trị một khoảng bằng $0,015\text{eV}$ (H.3.18). Vùng này gồm các mức chưa bị electron nào chiếm cả



Hình 3.18

Cần chú ý tới một điều kiện khác rất cơ bản giữa các tính chất của các phần tử tải điện trong bán dẫn với các tính chất của các electron trong kim loại. Lý thuyết và thực nghiệm xác định rằng, trong các kim loại số lượng các hạt tải điện và năng lượng của chúng không phụ thuộc vào nhiệt độ. Còn trong các bán dẫn, số lượng các hạt tải điện ít hơn rất nhiều so với trong kim loại và đặc biệt là *năng độ và năng lượng của các hạt tải điện của bán dẫn phụ thuộc rất rõ vào nhiệt độ*; chúng tăng lên khi nhiệt độ tăng.

5. Hiện tượng tiếp xúc giữa hai bán dẫn

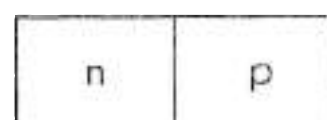
a) Hiện tượng tiếp xúc giữa kim loại và bán dẫn và giữa bán dẫn và bán dẫn có một tính chất đặc biệt là *tính chất chỉnh lưu*, nghĩa là điện trở ở chỗ tiếp xúc phụ thuộc vào chiều dòng điện. Nguyên nhân của *tính chất chỉnh lưu* trong hai loại tiếp xúc ấy về cơ bản giống nhau. Dưới đây ta xét hiện tượng tiếp xúc giữa hai bán dẫn.

Khi hai bán dẫn tiếp xúc với nhau, các hạt tải điện cơ bản khuếch tán từ bán dẫn này sang bán dẫn kia, do đó ở chỗ tiếp xúc giữa hai bán dẫn có xuất hiện một hiệu điện thế tiếp xúc, giống như trong trường hợp hai kim loại tiếp xúc và kết quả là trong một lớp mỏng phân cách hai bán dẫn có một điện trường.

Trong trường hợp hai bán dẫn tiếp xúc thuộc cùng một loại (cả hai đều là loại n, hoặc cả hai đều là loại p) thì hai bán dẫn đó trao đổi với nhau cùng một loại hạt tải điện cơ bản (electron hoặc lỗ trống), và khi đó hiện tượng tiếp xúc giữa hai bán dẫn giống hiện tượng tiếp xúc giữa hai kim loại (mà ta xét ở trên).

b) Bây giờ ta hãy xét *hiện tượng tiếp xúc giữa hai bán dẫn thuộc loại khác nhau*.

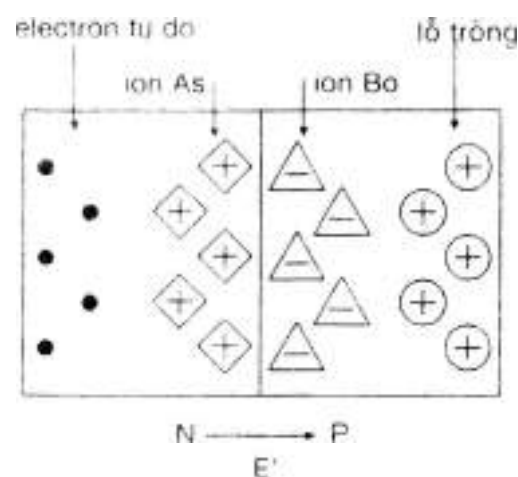
Giả sử có một thanh bán dẫn, mà bằng cách đưa tạp chất thích hợp vào ta có được phần bên trái là bán dẫn loại n, còn phần bên phải là bán dẫn loại p (h.3.19).



Giữa hai loại bán dẫn này có hình thành một lớp phân cách có tính chất đặc biệt, gọi là *lớp tiếp xúc p - n*.

Hình 3.19

Khi có hai loại bán dẫn p và n tiếp xúc với nhau thì có sự khuếch tán và các hạt tải điện thuộc cả hai loại (electron và lỗ trống) tự phân bố lại từ phần bán dẫn n sang phần bán dẫn loại p và ngược lại. Tuy nhiên dòng khuếch tán chủ yếu được tạo nên bởi các hạt tải điện cơ bản, cụ thể là, bởi các electron tự phân bố lại từ phần bán dẫn loại n sang phần bán dẫn loại p , và các lỗ trống tự phân bố lại từ phần bán dẫn loại p sang phần bán dẫn n . Kết quả là phần bán dẫn loại n tích điện dương, phần bán dẫn loại p tích điện âm. ở lớp phân cách giữa hai loại bán dẫn có một điện trường E' hướng từ phần n sang phần p (H.3.20). Điện trường này ngăn cản sự khuếch tán của các hạt tải điện cơ bản. Khi cường độ dòng điện E đạt đến giá trị nào đó, xác định, thì sự khuếch tán ngừng lại.

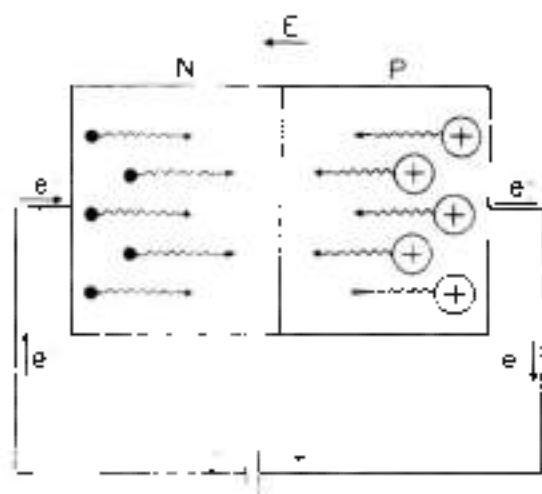


Hình 3.20

Do sự khuếch tán như vậy mà ở sát hai bên của lớp tiếp xúc, số hạt tải điện cơ bản giảm đi rất nhiều. Do đó điện trở của lớp tiếp xúc rất lớn so với điện trở của toàn bộ thanh bán dẫn.

c) Tính dẫn điện một chiều của lớp tiếp xúc $p - n$

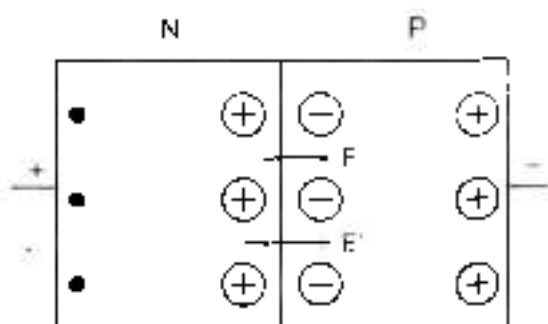
Ta nối thanh bán dẫn nói trên vào một nguồn điện sao cho phần bán dẫn p với cực dương của nguồn điện, còn phần cuối bán dẫn n nối cực âm (H.3.21). Điện trường E do nguồn điện gây ra hướng từ phần p sang phần n tức là ngược chiều với điện trường E' ở lớp tiếp xúc. Như vậy điện trường ở lớp tiếp xúc giảm đi, tác dụng ngăn cản các hạt tải điện cơ bản từ hai phần p và



Hình 3.21

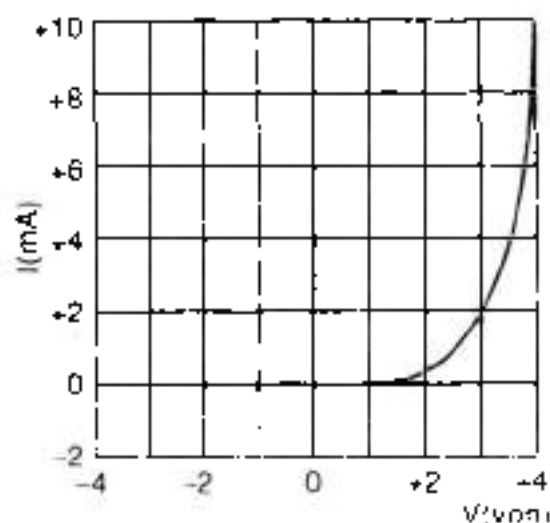
n cũng giảm đi. Kết quả là hạt tải điện cơ bản chuyển qua lớp tiếp xúc: lỗ trống từ phần p sang phần n electron từ phần n sang phần p . Dòng điện chạy qua thanh bán dẫn trong trường hợp này được tạo ra bởi chuyển động có hướng của các hạt tải điện cơ bản, do đó có cường độ lớn. Ta gọi nó là *dòng điện thuận* I_{th} . Hiệu điện thế đặt vào thanh bán dẫn khi đó được gọi là *hiệu điện thế thuận*.

Bây giờ ta lại nối phần bán dẫn p với cực âm của nguồn điện, còn phần bán dẫn n với cực dương (H.3.22). Khi đó điện trường do nguồn điện gây ra hướng từ n sang p , tức là cùng chiều với điện trường $\vec{E}$ ở lớp tiếp xúc. Như vậy điện trường ở lớp tiếp xúc mạnh lên và chuyển động của các hạt tải điện cơ bản bị ngăn cản hoàn toàn. Trái lại các hạt tải điện không cơ bản lại không bị ngăn cản: lỗ trống chuyển động theo chiều điện trường từ n sang p , còn electron chuyển động ngược chiều điện trường từ p sang n . Nhưng vì số lượng hạt tải điện không cơ bản là rất ít, nên dòng điện do chúng gây ra rất nhỏ. Ta gọi đó là *dòng điện ngược* I_{ng} . Hiệu điện thế đặt vào thanh bán dẫn được gọi là *hiệu điện thế ngược*.



Hình 3.22

Sự phụ thuộc của cường độ dòng điện I vào hiệu điện thế U được biểu diễn trên đồ thị ở hình (3.23) (*đường đặc trưng vôn - ampe*). Khi dòng điện đi qua p sang n thì cường độ dòng điện tăng nhanh với hiệu điện thế. Nói khác đi, khi đó lớp tiếp xúc $p - n$ có điện trở nhỏ (và $I \approx I_{th}$).



Hình 3.23

Trái lại, khi dòng điện đi từ n sang p thì cường độ dòng điện rất nhỏ ($I \approx I_{\text{sat}}$) và hầu như không phụ thuộc vào hiệu điện thế. Nói khác đi, khi đo lớp tiếp xúc $p - n$ ra *tính chất chỉnh lưu*, nghĩa là có tính chất dẫn điện cho yếu theo một chiều từ phía p sang phía n . Cần lưu ý rằng sự tiếp xúc giữa kim loại và bán dẫn cũng có tính chất dẫn điện một chiều như vậy.

Tính chất của lớp tiếp xúc $p - n$ đã được dùng để tạo nên các diot bán dẫn, tranzito.

6) Các hiện tượng nhiệt điện trong bán dẫn.

Hiện tượng Seebeck. Ta biết rằng, trong bán dẫn khi nhiệt độ tăng, en nồng độ các hạt tải điện (electron và lỗ trống) tăng lên và năng lượng của chúng cũng tăng lên. Đó là sự khác nhau căn bản giữa bán dẫn và kim loại. Do đó, trong mạch kín gồm các mẫu bán dẫn tiếp xúc với nhau khi nhiệt độ các chỗ tiếp xúc giữa chúng (mỗi hàn khác nhau, tho ta có thể thu được suất nhiệt điện động lớn (hiện tượng Seebeck). Suất điện động này lớn hơn so với trường hợp kim loại hàng chục, hàng trăm lần, và đạt tới trị số khoảng $10^{-3}V$ ứng với sự chênh lệch nhiệt độ bằng một độ. Hiệu suất của pin nhiệt điện bán dẫn đạt tới 10%. Vì các pin nhiệt điện bán dẫn có cấu tạo đơn giản, có kích thước nhỏ và có độ bền vững trong hoạt động nên ta có thể dùng chúng ở những nơi không có nguồn điện khác.

b) Hiện tượng Peltier. Nếu tại một mối hàn bán dẫn (chỗ tiếp xúc của hai bán dẫn thuộc loại khác nhau) do tác dụng của điện trường ngoài (đặt vào nó một hiệu điện thế) các electron và lỗ trống đi tới gặp nhau thì chúng tái hợp với nhau: các electron của bán dẫn n đi vào trong bán dẫn loại p và chiếm chỗ của lỗ trống. Khi đó sẽ giải phóng ra cả năng lượng cần thiết dùng để tạo thành electron tự do trong bán dẫn loại n và lỗ trống trong bán dẫn loại p , và cả động năng của electron và của lỗ trống. Lượng năng lượng giải phóng ra như thế được truyền cho mạng tinh thể và làm cho mối hàn đó nóng lên. Còn nếu có một mối hàn nào đó, dòng điện chạy qua lại có tác dụng xua đuổi các electron và lỗ trống ra xa chỗ tiếp xúc giữa hai bán dẫn, thì sự giam giữ của các phần tử tải điện tại chỗ tiếp xúc sẽ được bù bằng sự sinh ra cặp electron và lỗ trống. Muốn cho cặp

electron và lỗ trống được tạo thành cần phải tiêu hao một năng lượng nhất định, lượng năng lượng này được lấy đi từ mạng tinh thể kết quả là môi hàn đó lạnh đi.

Dựa vào nguyên tắc đó, người ta sử dụng hiện tượng Peltier để chế tạo các thiết bị làm lạnh: các mối hàn thuộc cùng một loại (tương ứng với sự chuyển từ n sang p chẳng hạn) được đưa vào vùng cần làm lạnh, còn các mối hàn thuộc loại khác (tương ứng với sự chuyển từ p sang n) được đưa ra ngoài. Với chiều dòng điện thích hợp, các mối hàn bên trong sẽ hấp thụ nhiệt, do đó làm hạ nhiệt độ của không gian xung quanh chúng; còn các mối hàn bên ngoài sẽ nhường bớt nhiệt độ cho môi trường bên ngoài.

Người ta cũng dùng hiện tượng Peltier để sưởi ấm các phòng bằng điện, trong trường hợp đó mối hàn hấp thụ nhiệt được đưa ra ngoài, còn mối hàn toả nhiệt được đặt vào trong phòng. Phép tính chứng tỏ rằng: khi cho dòng điện chạy theo chiều thích hợp, ta có thể thu được ở mối hàn trong một nhiệt lượng toả ra lớn hơn gấp đôi so với lượng năng lượng cần tiêu hao để tạo ra dòng điện. Năng lượng còn lại đã được lấy từ môi trường bên ngoài (Nếu đổi ngược chiều dòng điện thiết bị này lại có tác dụng làm giảm nhiệt độ trong phòng khi trời nóng).

§5. DÒNG ĐIỆN TRONG CHẤT ĐIỆN PHÂN

1. Thuyết điện li

a) Sự điện li của các phân tử trong dung dịch.

Nhiều thí nghiệm chứng tỏ rằng nước nguyên chất dẫn điện rất kém. Điều đó có nghĩa là nước nguyên chất về căn bản chỉ gồm những phân tử trung hoà, không có nhiều những phân tử tích điện tự do. Nếu ta hoà tan vào trong nước nguyên chất một số chất khác như đường, glyxêrin, thì dung dịch đó vẫn không dẫn điện. Điều đó có nghĩa là phân tử của những chất ấy khi hoà tan vào nước không bị

thay đổi gì cả và chúng vẫn là phân tử trong hòa.

Nhưng nếu ta hòa tan một ít muối ăn (NaCl) vào nước ta lại thấy có một dòng điện chạy qua dung dịch. Vậy dung dịch NaCl dẫn điện tốt. Điều có nghĩa là trong dung dịch NaCl có những phần tử mang điện tự do và các phần tử này đã di chuyển do tác dụng của điện trường tạo ra dòng điện. Thí nghiệm chứng tỏ rằng các dung dịch axit, muối và bazơ trong nước đều dẫn điện tốt. Như vậy có thể kết luận rằng khi hòa tan vào trong dung môi, các phân tử của chất hòa tan đã bị phân li thành các ion âm và dương. Sự phân li các phân tử thành các ion được gọi là *sự điện li*. Các dung dịch nói trên là dung dịch điện phân hay chất điện phân. Thí nghiệm còn chứng tỏ rằng khi đun nóng chảy, các muối cũng phân li thành ion, chúng cũng là chất điện phân.

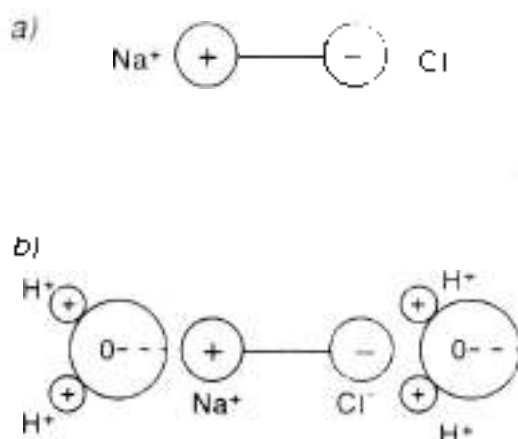
2) Thuyết điện li.

Thuyết về sự phân li các phân tử chất hòa tan trong dung dịch gọi là *thuyết điện li*, có nội dung cơ bản như sau:

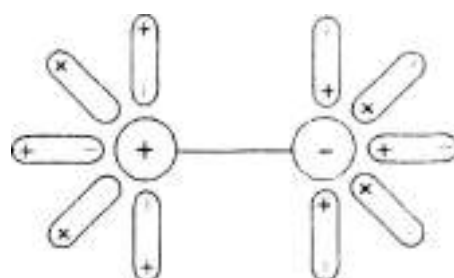
Mọi phân tử đều chứa các electron tích điện âm và các hạt nhân tích điện dương. Nếu tâm của các điện tích dương trùng với tâm của các điện tích âm thì sự phân bố điện tích của phân tử đó về toàn bộ là đều và phân tử thuộc loại *phân tử không cực* và khi đó ta có *mỗi liên kết không cực*. Còn nếu như tâm của các điện tích dương và tâm của các điện tích âm không trùng nhau thì ta có *phân tử có cực* (*mỗi liên kết có cực*). Cuối cùng nếu tâm của các điện tích xa nhau rất rõ, phân tử sẽ thuộc loại ion (mỗi liên kết ion, xem chương 1).

Trong các phân tử hay trong các tinh thể của các hợp chất có mỗi liên kết ion (gọi tắt là hợp chất ion) có chứa các ion của chúng. Thí dụ NaCl gồm có các ion Na^+ và Cl^- .

Đối với các hợp chất ion, quá trình tạo thành các ion trong dung dịch được giải thích như sau. Giả sử ta có một chất cấu tạo bởi những phân tử ion, như NaCl chẳng hạn, hoà tan vào trong nước. Các phân tử thuộc loại phân tử có cực, có mômen lưỡng cực lớn (Hình 3.24). Trong điện trường ở xung quanh mỗi phân tử nước được sắp xếp như sau: các đầu dương của chúng hướng vào cực âm của phân tử NaCl , tức là hướng vào ion của Cl^- trong phân tử NaCl và hút ion ấy,



Hình 3.24



Hình 3.25

đồng thời đầu ion Na^+ của phân tử NaCl . Còn các đầu âm của chúng lại hướng vào đầu dương của phân tử NaCl tức là vào ion Na^+ và hút ion ấy, đồng thời đẩy ion Cl^- của NaCl (Hình 3.25). Như vậy là các phân tử của dung môi (ở đây là nước) bao quanh các ion của chất hoà tan (ở đây là NaCl), tạo thành một tập hợp gọi là "solvat". Khi ion chuyển động, toàn bộ solvat cũng chuyển động. Hiện tượng đó được gọi solvat hoá. Sự solvat hoá đã làm yếu mối liên kết giữa các ion Na^+ và Cl^- trong phân tử NaCl .

Do chuyển động nhiệt, các phân tử luôn luôn va chạm với nhau. Khi phân tử NaCl va chạm với một phân tử nào đó có dung môi (hay với một phân tử NaCl khác) đang chuyển động khá nhanh nó có thể bị phân li thành các ion Na^+ và Cl^- ; các ion được tạo thành vẫn còn được bao bọc bởi các phân tử dung môi, do đó chúng chuyển động chậm lại.

Song song với quá trình phân li nói trên, còn có quá trình ngược lại: khi hai ion khác dấu (thí dụ Na^+ và Cl^- đã nói ở trên) va chạm với nhau trong chuyển động nhiệt, chúng có thể kết hợp lại thành các phân tử trung hòa (NaCl). Quá trình đó được gọi là sự tái hợp. Và trong dung dịch chất điện phân có sự cân bằng động của hai quá trình phân li và tái hợp, khi mà số ion sinh thêm ra do sự phân li trong một đơn vị thời gian bằng số ion tái hợp trong cùng đơn vị

thời gian đó. Trong trường hợp NaCl các quá trình đó được biểu diễn như sau:

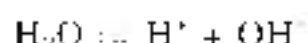


Khả năng phân li của chất hoà tan ở các dung môi khác nhau là rất khác nhau. Để đặc trưng định lượng độ phân li của một chất hoà tan trong dung dịch người ta đưa vào *hệ số phân li* α . Nếu trong một đơn vị thể tích dung dịch có n_0 phân tử chất hoà tan mà trong số đó n phân tử bị phân li thành ion thì

$$\alpha = \frac{n}{n_0} \quad (3.25)$$

Hệ số α bao giờ cũng nhỏ hơn hay bằng 1, $0 \leq \alpha \leq 1$. Hệ số phân li phụ thuộc vào bản chất của chất hoà tan của dung môi, vào nồng độ của dung dịch và nhiệt độ dung dịch.

Cần phải chú ý rằng: sự phân li không chỉ xảy ra ở các phân tử của chất hoà tan, mà ngay chính các phân tử của dung môi cũng bị phân li ở một mức độ nào đó. Thu đủ như nước cất (tinh khiết về phương diện hóa học) bị phân li thành các ion H^+ và OH^-



Tuy nhiên nồng độ ion trong nước rất nhỏ: ở nhiệt độ phòng, trong một tấn nước chỉ có khoảng 1,4 mg nước bị phân li thành ion

2. Định luật Ohm đối với chất điện phân.

a) Độ linh động của các ion.

Khi không có điện trường ngoài, các ion trong chất điện phân chuyển động nhiệt hỗn loạn và do đó không có dòng điện tích chuyển dời có hướng, nghĩa là không có dòng điện. Khi có tác dụng của điện trường ngoài, các ion dương thu thêm được vận tốc phụ u_+ hướng theo chiều điện trường, còn các ion âm thu được vận tốc phụ u_- hướng ngược chiều điện trường. Như vậy, ngoài chuyển động nhiệt hỗn loạn trong dung dịch điện phân còn có sự chuyển dời có hướng của các điện tích, nghĩa là có dòng điện. Ta xét kĩ hơn chuyển động có hướng này

Gọi E là cường độ điện trường ngoài. Mỗi ion dương chịu tác

dụng của một lực tĩnh điện $q_+ E$, là điện tích của ion dương) và dịch chuyển định hướng với vận tốc u_+ . Bởi vì trong dung dịch điện phân mỗi ion chất hoà tan được bao bọc bởi một lớp phân tử của dung môi (tạo thành solvat) nên, khi ion chuyển động, toàn bộ solvat cũng chuyển động và ion chịu tác dụng của lực cản (lực ma sát) đang kể của môi trường. Với những vận tốc mà các ion có được (u_+ nhỏ) lực cản tỉ lệ thuận với vận tốc và bằng $-k_+ u_+$, với k_+ là hệ số ma sát (ở đây lực cản có dấu $-$, vì có hướng ngược với hướng của u_+). Gọi m_+ và a_+ tương ứng là khối lượng và gia tốc của ion dương, ta sẽ có phương trình:

$$m_+ a_+ = q_+ E - k_+ u_+ \quad (3.26)$$

Lúc ion bắt đầu dịch chuyển có hướng vận tốc u_+ tăng dần; nhưng u_+ càng tăng thì lực ma sát cũng tăng theo, và đến một lúc nào đó ta có đẳng thức:

$$q_+ E - k_+ u_+ = 0$$

Khi đó $a_+ = 0$ và các ion sẽ chuyển động đều: *chế độ vình cửu* đã được thiết lập. Trong thực tế chế độ vình cửu được thiết lập rất nhanh, sau đó các ion di chuyển với vận tốc không đổi có trị số bằng:

$$u_+ = \frac{q_+ E}{k_+} \quad (3.27)$$

$$\text{Đặt} \quad u_+^0 = \frac{q_+}{k_+}, \quad (3.28)$$

$$\text{ta được} \quad u_+ = u_+^0 E. \quad (3.29)$$

Đại lượng $u_+^0 = \frac{q_+}{k_+}$ được gọi là *độ linh động của ion dương*.

Lập luận tương tự đối các ion âm ta cũng thấy rằng: khi chế độ vình cửu được thiết lập thì các ion âm di chuyển có hướng trong chất điện phân với vận tốc u_- có trị số:

$$u_- = \frac{q_-}{k_-} E = u_-^0 E \quad (3.22)$$

Đại lượng $u_-^0 = \frac{q_-}{k_-}$ được gọi là *độ linh động ion âm*.

Khi nhiệt độ dung dịch tăng lên, độ linh động của các ion cũng

tang, vì hệ số ma sát (độ nhớt) của dung dịch giảm và vì các solvat đa bị phân li thành các ion khi va chạm trong chuyển động nhiệt. Khi nồng độ của dung dịch tăng thì độ linh động của các ion giảm đi nhưng giảm ít. Ở nhiệt độ phòng, với dung dịch nước cơ nồng độ nhỏ, độ linh động của các ion nhỏ không đáng kể. Chẳng hạn với ion nhanh nhất là hiđro nó cũng chỉ bằng $3,26 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s V}$; với ion Na^+ , $0,45 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s V}$, với ion Cl^- : $0,68 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s V}$. (Do đó với điện trường $E = 100 \text{ V/m}$ vận tốc của ion H^+ cũng xấp xỉ chỉ bằng 12 cm/h .)

b) Định luật Ohm đối với chất điện phân

Dòng điện trong chất điện phân được tạo nên bởi sự dịch chuyển có hướng của những ion khác dấu trong điện trường. Mật độ dòng điện trong chất điện phân bằng tổng số các mật độ dòng điện tạo bởi sự dịch chuyển của các ion dương theo chiều điện trường và các ion âm ngược chiều điện trường.

Gọi n_+ và n_- tương ứng là mật độ các ion dương và ion âm, là điện tích của mỗi ion ($q_+ = q_- = q$) ta có:

$$i_+ = n_+ q u_+ \quad (3.31)$$

$$i_- = n_- q u_-$$

Mật độ dòng điện toàn phần là:

$$i = i_+ + i_- = n_+ q u_+ + n_- q u_-$$

Đối với chất điện phân nhị phân (mỗi phân tử phân li thành hai ion khác dấu), ta có:

$$n_+ = n_- = \alpha n_0 \quad (3.34)$$

Vậy

$$i = q \alpha n_0 (u_+ + u_-) \quad (3.23)$$

$$i = q \alpha n_0 (u_+^0 + u_-^0) E = \sigma E \quad (3.35)$$

Với một dung dịch cho trước thì lượng $q \alpha n_0 (u_+^0 + u_-^0)$ là không đổi. Vậy:

Trong chất điện phân mật độ dòng điện tỉ lệ thuận với cường độ điện trường.

Như vậy là định luật Ohm cũng đúng đối với chất điện phân.

Dựa vào dạng vi phân của định luật Ohm ($i = \sigma E$), ta tìm được điện dẫn suất của chất điện phân là:

$$\sigma = q n_0 (u_+^0 + u_-^0) \quad (3.36)$$

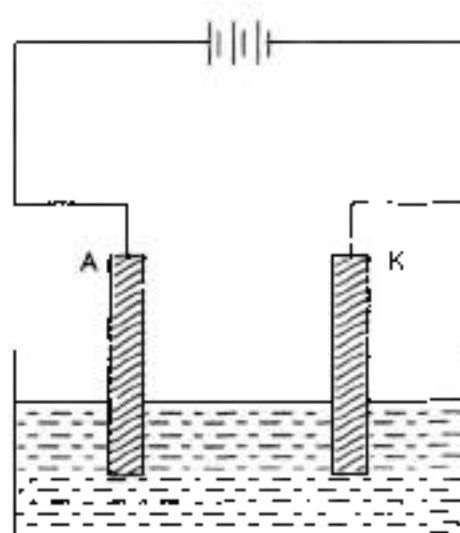
Thí nghiệm chứng tỏ rằng độ dẫn điện của chất điện phân tăng lên khi nhiệt độ tăng. Thực vậy, khi ta đun nóng chất điện phân, sự phân li các phân tử tăng lên và độ linh động của các ion tăng lên, do đó, theo (3.36), σ tăng, điều đó dẫn đến sự giảm của điện trở.

Khi cường độ điện trường trong dung dịch điện phân lớn, khoảng 10^6V/m , bắt đầu phát hiện thấy có sự lệch rõ khỏi định luật Ohm. Sở dĩ như vậy là vì: khi vận tốc của các ion lớn, sự tương tác giữa các ion và các hạt của môi trường sẽ thay đổi, kết quả là độ linh động của các ion sẽ là hàm số của vận tốc di chuyển của ion và do đó là hàm số của E , chính vì vậy mà sự phụ thuộc của i vào E biểu diễn bằng hàm phi tuyến.

3. Định luật Faraday.

a) Sự điện phân.

Nối hai cực của nguồn điện A và K nhúng vào một bình đựng dung dịch điện phân, A nối với cực dương, còn K nối với cực âm (Hình 3.26) thì trong dung dịch điện phân có một điện trường. Do tác dụng của điện trường này, các ion bắt đầu chuyển động có hướng và tạo thành dòng điện chạy qua dung dịch điện phân. Các ion dương chạy về cực âm K (được gọi là *catốt*) còn các ion âm chạy về cực dương A (được gọi là *anốt*).



Hình 3.26

Khi đến các cực, các ion có thể: hoặc là kết hợp các điện tích có sẵn ở cực để biến thành những phân tử trung hoà và xuất hiện ở

cực, hoặc là tham gia phản ứng hoá học với chất dung làm cực hay với dung môi để biến thành những phẩm vai mới hiện ra ở cực (loại phản ứng này thường được gọi là *phản ứng hoá học thu cấp*). Trong cả hai trường hợp ở các cực đều có xuất hiện các chất mới, không có trong dung dịch điện phân, đó chính là bản chất của sự điện phân.

Thực nghiệm cho ta thấy: kim loại và hiđrô luôn luôn tạo thành các ion dương (gọi là *cation*) và hiện ra ở catốt (cực âm). Phản ion lại của các phân tử thì tạo thành ion âm (gọi là *anion*) xuất hiện ở anốt (cực dương).

Kết quả điện phân cùng một chất có thể khác nhau vì nó phụ thuộc vào chất làm điện cực. Chẳng hạn, điện phân dung dịch H_2SO_4 với điện cực bằng platin và với hai điện cực bằng chì cho ta hai kết quả khác nhau.

Khi xét trường hợp cụ thể về phản ứng phụ xảy ra khi chất điện phân là dung dịch đồng sunfat ($CuSO_4$), với cực dương bằng đồng, còn cực âm có thể là một kim loại nào đó người ta thấy có hiện tượng sau đây. Khi có dòng điện chạy qua bình điện phân các ion Cu^{+2} chuyển đến catốt, thu hai electron, trở thành nguyên tử Cu bám vào catốt. Các ion SO_4^{2-} thì chuyển về anốt, tác dụng với một nguyên tử Cu ở cực đồng, tạo thành một phân tử $CuSO_4$ và nhường hai electron cho anốt. Muối đồng sunfat vừa được tạo thành bị tan ngay vào dung dịch. Như vậy dòng điện đã có tác dụng "chuyển chở" đồng từ cực dương sang cực âm. Vì đồng ở cực dương đã tan dần vào dung dịch nên hiện tượng này gọi là *cực dương tan*. Hiện tượng cực dương tan xảy ra trong tất cả các trường hợp điện phân dung dịch muối kim loại mà cực dương làm bằng chính kim loại ấy.

hệ Định luật Faraday.

Định luật Faraday 1.

Khối lượng M của chất được giải phóng ra ở điện cực tỉ lệ với điện lượng Q đã đi qua chất điện phân.

$$M = kQ \quad (3.37)$$

Hệ số tỉ lệ k được gọi là *đương lượng điện hoá*, phụ thuộc vào bản chất hoá học của chất giải phóng ra ở cực. Trong hệ số SI đơn vị

đương lượng điện hoá là kg/C. Thí dụ với bạc $k = 1,118 \cdot 10^{-6}$ kg/C.

Định luật Faraday 2. Faraday đã nhận xét rằng đương lượng điện hoá K của các chất khác nhau luôn luôn tỉ lệ với nguyên tử lượng A của chất và hoá trị n của nó. Trong hoá học người ta gọi $\frac{A}{n}$ là *đương lượng hoá học* của chất. Do đó định luật Faraday 2 được phát biểu như sau:

Đương lượng điện hoá của một chất tỉ lệ thuận với đương lượng hoá học của nó:

$$k = c \cdot \frac{A}{n} \quad (3.38)$$

Hệ số tỉ lệ c có cùng một trị số đối với tất cả các chất. Người ta thường kí hiệu $\frac{1}{c} = F$, trong đó F cũng là một hằng số đối với mọi chất và gọi là số Faraday. Thí nghiệm chứng tỏ rằng:

$$F = 9,65 \cdot 10^5 \text{ C/kmol.}$$

Từ các công thức (3.37) và (3.38) ta rút ra công thức chung biểu thị cả hai định luật Faraday:

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot Q \quad (3.39)$$

hay
$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} \cdot It \quad (3.40)$$

Với I là cường độ dòng điện không đổi đi qua bình điện phân và t là thời gian dòng điện chạy qua bình.

c) Giải thích các định luật Faraday. Điện tích của ion.

Dựa vào sự dẫn điện của chất điện phân và vào thuyết điện li, ta có thể giải thích các định luật Faraday.

Giả sử có N ion di chuyển tới điện cực. Nếu khối lượng của mỗi ion là m , thì khi n ion đó được trung hoà ở điện cực, khối lượng của chất được giải phóng ra là:

$$M = mN \quad (3.41)$$

Điện tích của mỗi ion là $q = ne$ (với e là điện tích nguyên tố, n là hoá trị của nguyên tố). Khi có N ion tới điện cực thì điện lượng đã

chuyển qua dung dịch điện phân là:

$$Q = Nne \quad (3.42)$$

Từ đó

$$M = N.n = \frac{m}{ne} Q \quad (3.43)$$

Đó chính là biểu thức của định luật Faraday 1. Từ biểu thức đó ta thấy đương lượng hoá học:

$$k = \frac{m}{ne}$$

Mật khác khối lượng nguyên tử của chất được giải phóng ra ở điện cực:

$$A = N_e m$$

(N_e là số Avogadro) và đương lượng hoá học của chất đó bằng:

$$\frac{A}{n} = \frac{N_e m}{n}$$

Từ đó

$$k = \frac{m}{ne} = \frac{A}{n} \cdot \frac{1}{F} \quad (3.45)$$

Đó chính là biểu thức của định luật Faraday 2.

Từ đó ta tìm được số Faraday:

$$F = N_e e \quad (3.46)$$

Điện tích nguyên tố e lại bằng:

$$e = \frac{F}{N_e} \quad (3.47)$$

Như vậy, nhờ các phép đo trong thí nghiệm điện phân ta tìm ra được số Faraday, rồi đưa vào công thức (3.47) nêu biết số Avogadro N_e ta xác định được điện tích nguyên tố e và ngược lại. Hiện nay số Avogadro được coi là bằng

$$N_e = 6,023 \cdot 10^{26} / \text{kmol};$$

Từ đó ta tìm được

$$e = \frac{F}{N_e} = \frac{965 \cdot 10^7}{6,023 \cdot 10^{26}} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{C} \quad (3.48)$$

Trị số điện tích nguyên tố e hoàn toàn phù hợp với các trị số e tìm được bằng các phương pháp khác

d) Các ứng dụng kĩ thuật của hiện tượng điện phân.

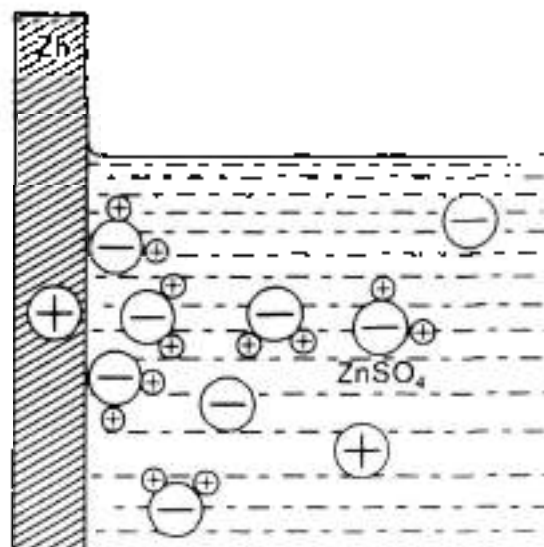
Hiện tượng điện phân được ứng dụng rộng rãi trong kĩ thuật đặc biệt trong kĩ thuật luyện kim, mạ điện, đúc điện.

4. Thế điện hoá

Ta xét phương trình xảy ra trong các nguồn điện hoá học, là một mạch gồm cả vật dẫn loại một lẫn vật dẫn loại hai.

Thí nghiệm chứng tỏ: khi một thanh kim loại bất kì nào đó (vật dẫn loại một) tiếp xúc với một chất điện phân (vật dẫn loại hai) thì trên kim loại và chất điện phân có xuất hiện các điện tích trái dấu. Khi đó thanh kim loại có một điện thế xác định đối với chất điện phân, điện thế này được gọi là *thế điện hoá* (giữa thanh kim loại và chất điện phân có hiệu điện thế điện hoá).

Việc xuất hiện thế điện hoá đã được Nernst giải thích. Để cho cụ thể ta xét một kim loại nhúng trong dung dịch muối của kim loại đó trong nước, thanh kẽm trong dung dịch kẽm sunfat chẳng hạn (hình 3.27). Các phân tử nước là những phân tử có mômen lưỡng cực lớn, đến bao quanh các ion Zn^{++} của kim loại và kéo chúng ra khỏi thanh kẽm, giống như chúng đã kéo các ion Zn^{++} và SO_4^{--} tách ra khỏi các phân tử $ZnSO_4$ trong dung dịch. Song song với quá trình đó, còn có quá trình ngược lại: các ion Zn^{++} có trong dung dịch chuyển động nhiệt hỗn loạn đến gặp thanh kẽm và nhập vào thanh kẽm. Thí nghiệm đã chứng tỏ: lúc đầu dòng ion Zn^{++} đi từ thanh kẽm ra dung dịch lớn hơn ion Zn^{++} đi ngược lại và thanh kẽm tích điện âm. Như vậy trong lớp mỏng của dung dịch điện phân tiếp xúc với thanh kẽm có xuất hiện một điện trường, điện trường này ngăn cản sự chuyển động của các ion kẽm từ thanh kẽm ra dung dịch và tăng cường chuyển động ngược lại của các ion



Hình 3.27

kẽm từ dung dịch vào thanh kẽm. Khi diện thế của thanh kẽm đối với dung dịch đạt tới một giá trị nào đó thì hai dòng ion đó sẽ bằng nhau và giữa thanh kẽm và dung dịch điện phân có thiết lập một sự cân bằng động. Điện thế ứng với sự cân bằng động đó là thế điện hóa của kẽm đối với dung dịch $ZnSO_4$.

Thế điện hóa phụ thuộc vào bản chất của kim loại và nồng độ dung dịch chất điện phân. Với nồng độ dung dịch luôn luôn như nhau, thế điện hóa chỉ phụ thuộc vào bản chất kim loại và đặc trưng cho khả năng nhả ion của nó vào dung dịch. Khi chọn một dung dịch có nồng độ chuẩn (chứa một kilomol kim loại trong 1m³ dung dịch, tức là chứa 1 mol trong 1 lít dung dịch) thì thế điện hóa đối với dung dịch đó được gọi là *thế điện hóa chuẩn tuyệt đối* V_{ch} . Biết thế điện hóa chuẩn tuyệt đối của một kim loại, ta có thể tính được điện thế của nó đối với một dung dịch có nồng độ tùy ý. Dưới đây là bảng thế điện hóa chuẩn tuyệt đối của một kim loại trong dung dịch muối của chúng tính ra vôn.

Kim loại	V_{ch} (vôn)	Kim loại	V_{ch} (vôn)
Na	-2,70	Pb	-0,13
Zn	0,77	Cu	+0,34
Cd	-0,40	Ag	+0,80

5. Các nguồn lực điện hóa học.

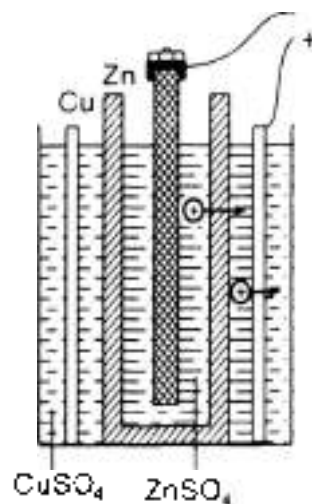
a) Khi ghép một mạch hai vật dẫn loại 1 (dùng làm các điện cực) và dung dịch điện phân, ta có một nguồn điện hóa học. Biết thế điện hóa của các kim loại dùng làm điện cực ta sẽ tìm được suất điện động của nguồn điện đó.

Trong §1 ta biết rằng nguyên nhân làm xuất-hiện suất điện động trong nguồn điện là các lực lạ, có nguồn gốc phi tĩnh điện, tác dụng lên các hạt mang điện bên trong nguồn; các lực này có bản chất vật lý khác nhau trong các nguồn điện khác nhau. Trong pin chẳng hạn, việc xuất hiện suất điện động gắn với khả năng của kim loại nhả ion của mình vào dung dịch và khả năng này tùy thuộc vào tương tác phân tử giữa các ion kim loại và các phân tử (và các ion) của dung dịch. Như vậy trong trường hợp này *lực lạ chính là lực tương tác phân tử*.

b) Pin Daniell

Để làm ví dụ nguồn điện hóa học ta xét pin Daniell. Pin Daniell gồm có cực kẽm nhúng trong dung dịch kẽm sunfat (ZnSO_4) và cực đồng nhúng trong dung dịch đồng sunfat (CuSO_4). Hai dung dịch này ngăn cách nhau bằng một bình xốp, giữ không cho các dung dịch trộn vào nhau nhưng không ngăn cản sự chuyển động của các ion (Hình 3.28).

Giả sử nồng độ của hai dung dịch đó là nồng độ chuẩn. Theo bảng ở trên thế điện hoá của Cu đối với dung dịch CuSO_4 là $+0,34\text{V}$ và thế điện hoá của Zn đối với dung dịch ZnSO_4 là $-0,77\text{V}$. Như thế tấm kẽm mang điện âm vì nó nhả những ion dương Zn^{++} vào dung dịch; từ mặt giới hạn giữa kẽm sang dung dịch có một độ nhảy điện thế là $+0,77\text{V}$. Còn tấm đồng mang điện dương do những ion dương Cu^{++} từ dung dịch đến bám vào nó; từ mặt



Hình 3.28

giới hạn giữa dung dịch sang tấm đồng có xuất hiện một độ nhảy điện thế là $+0,34\text{V}$. Khi đi đủ một vòng kín trên mạch ta còn cần phải lưu ý đến hiệu điện thế tiếp xúc giữa đồng và kẽm (bằng $+0,0006\text{V}$) và đến hiệu điện thế tiếp xúc của các dung dịch (rất nhỏ, khoảng mấy phần nghìn vôn). Như vậy, ta thấy, về cơ bản, suất điện động của pin Daniell gồm hai độ nhảy điện thế xuất hiện giữa hai mặt tiếp xúc giữa các kim loại và dung dịch tương ứng. Do đó suất điện động của pin Daniell là

$$\varepsilon = V_{\text{Cu}} - V_{\text{Zn}} = 0,34 - (-0,77\text{V}) = 1,11\text{V}$$

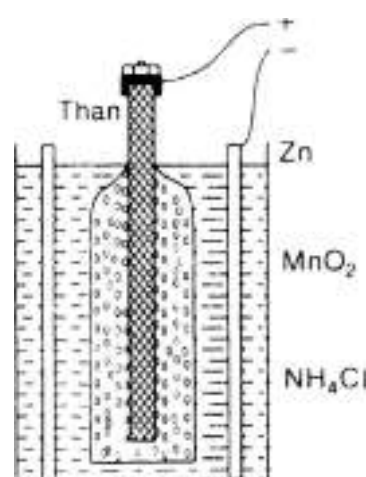
c) Sự phân cực trong các pin. Sự khử cực.

Một ví dụ khác về nguồn hoá điện là **pin Volta**. Đó là nguồn điện hoá được chế tạo đầu tiên (năm 1795). Pin Volta gồm có hai cực, một bằng đồng và một bằng kẽm nhúng trong dung dịch H_2SO_4 . Trong trường hợp này, các cực kẽm và đồng nhúng trong dung dịch

H_2SO_4 trong đó không có các ion đồng và kẽm. Tuy nhiên chỉ trong giai đoạn đầu kể từ khi nhúng các cực vào dung dịch H_2SO_4 thì mới như thế, còn sau đó nhờ phản ứng hoá học giữa axit và kim loại mà các ion Zn^{++} và Cu^{++} đi vào trong dung dịch và như vậy về căn bản trường hợp này không khác trường hợp pin Daniell nói trên.

Nhưng khi nối các cực của pin Volta với nhau thay với một đèn trời thành mạch kín người ta thấy sau một thời gian cường độ dòng điện trong mạch bị giảm dần. Nguyên nhân của hiện tượng đó là trong khi pin hoạt động, ion dương H^+ có trong dung dịch H_2SO_4 di chuyển theo hướng từ cực kẽm sang cực đồng, hiện ra trên cực đồng và gây hại tác dụng. Một là, hiđrô, cũng giống như kim loại, có khả năng phóng các ion của nó ngược lại vào dung dịch, vì thế xuất hiện một suất điện động phụ hướng ngược chiều với suất điện động của pin. Có thể nói rằng: trước khi đóng kín mạch điện của pin, ta có các cực hăng đồng và kẽm, nhưng sau khi đóng kín mạch pin một thời gian, ta lại có cực hiđrô và kẽm. Nhưng thế điện hoá của hiđrô kim thể điện hoá của đồng là 0,34 V, nên khi pin hoạt động, suất điện động của nó giảm từ giá trị ban đầu xuống còn khoảng 0,8V. Thứ hai là màng hiđrô bao bọc quanh cực dương làm tăng điện trở trong của pin và vì vậy cường độ dòng điện giảm đi. Hiện tượng nói trên gọi là sự phân cực của pin.

Để khử hiện tượng phân cực có hại đó (để khử cực pin), phải tìm cách ngăn cho hiđrô không tụ trên cực dương. Hiện nay người ta dùng hai phương pháp khử cực

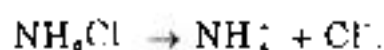


Hình 3.29

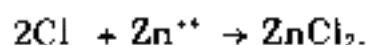
Phương pháp thứ nhất: Dùng hai dung dịch điện phân để khôi xảy ra sự biến đổi cấu tạo của các cực. Đó là trường hợp của pin Daniell trình bày ở trên, trong đó ở cực đồng lại hiện ra Cu và cực âm là kẽm thì tan dần vào dung dịch, nghĩa là cấu tạo của pin không bị thay đổi trong khi nó hoạt động.

Phương pháp thứ hai: Dùng chất khử hóa học, đó là những chất oxi hoá mạnh để khử hiđrô hiện ra ở cực. Đó là trường hợp của pin Leclanché, một loại pin rất thông dụng. Pin Leclanché có cực âm là kẽm, còn cực dương là một thanh than bao bọc xung quanh bởi một hỗn hợp đã nén chặt gồm có mangan điôxit MnO_2 và garphit (để tăng độ dẫn điện). Dung dịch điện phân là amôn clorua NH_4Cl (Hình 3.29).

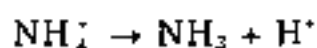
Thế điện hoá của MnO_2 là $+0,71\text{ V}$ và của Zn là $-0,77\text{ V}$. Vì vậy suất điện động của pin Leclanché là $\epsilon = 0,71 - (-0,77) = 1,5\text{ V}$. Mangan điôxit là chất oxi hoá mạnh, vì thế đồng thời nó là chất khử cực. Khi pin làm việc, chất điện phân bị phân li như sau:



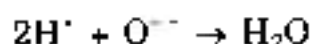
Các ion Cl^- đi về phía cực kẽm, kết hợp với các ion Zn^{++} do cực kẽm phóng ra tạo thành ZnCl_2 :



Còn các ion NH_4^+ lại bị phân tích



Các ion H^+ đi về phía cực MnO_2 , kết hợp với các ion O^{--} do MnO_2 nhả ra, tạo thành nước:



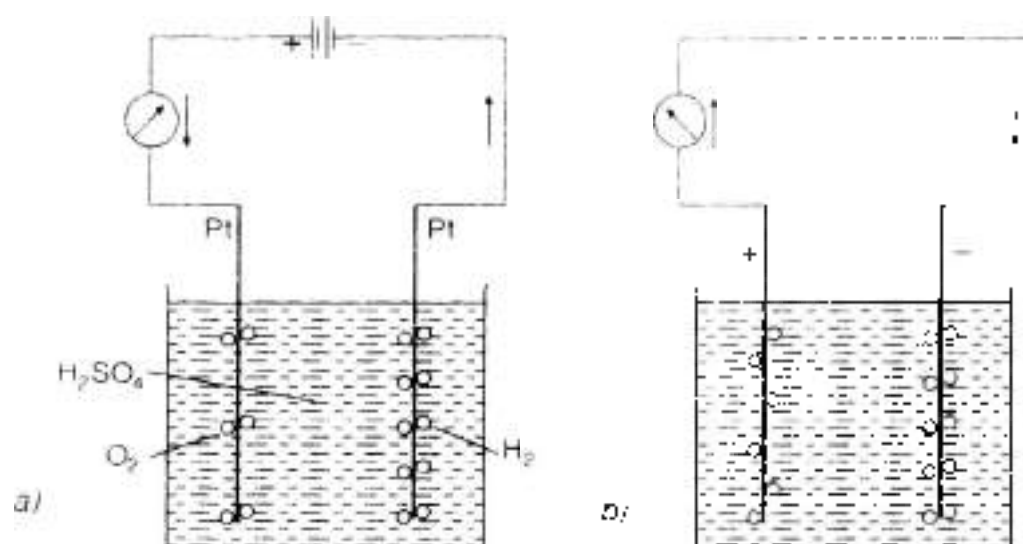
Như thế hiđrô đã bị MnO_2 khử mất. MnO_2 phóng các ion O^{--} ra dần dần và biến thành MnO . Như vậy khi pin Leclanché hoạt động thì cực Zn mòn dần và MnO_2 biến dần thành MnO .

Để tiện dùng, người ta chế tạo pin Leclanché dưới dạng pin khô. Cụ thể là dung dịch NH_4Cl được trộn trong một thứ hồ đặc rồi đóng trong một vỏ pin bằng kẽm, vỏ pin này là cực âm.

a) Sự phân cực khi điện phân.

Hiện tượng phân cực không chỉ xảy ra trong các pin như đã nói ở trên, mà còn xảy ra trong sự điện phân, khi phẩm vật được tạo thành ở cực điện khác với chất dùng làm điện cực.

Trong bình điện phân dung H_2SO_4 với hai cực platin nếu ta cho một dòng điện chạy qua trong một thời gian nào đó thì ở điện cực nổi



Hình 3.30

với cực âm của nguồn điện thấy xuất hiện hiđrô và điện cực kia sẽ xuất hiện ôxi (Hình 3.30.a).

Các khí ấy tích tụ lại ở điện cực càng nhiều thì áp suất riêng phần của chúng càng tăng và đến khi áp suất đó bằng áp suất khí quyển thì các khí đó bắt đầu thoát ra dưới dạng những bọt khí. Nếu bây giờ ta ngắt dòng điện thì hai điện cực được bao bọc bởi các khí, và ta được một chiếc pin mà một cực là hiđrô và cực kia là ôxi. Nó khác đi, các điện cực đã bị phân cực, kết quả là có xuất hiện một suất điện động phân cực xác định. Khi nối hai cực đó lại thành mạch kín (Hình 3.30b) trong mạch có xuất hiện một dòng điện ngược chiều với dòng điện khi điện phân. Khi đó ôxi và hiđrô di chuyển trở lại vào dung dịch dưới dạng ion. Cho đến khi lượng dự trữ của các khí ở điện cực cạn kiệt hết thì suất điện động trở lại bằng không và dòng điện trong mạch không còn nữa.

Từ đó ta thấy rằng suất điện động phân cực phụ thuộc vào bản chất của chất điện phân. Nó cũng phụ thuộc vào chất làm điện cực, bởi vì điện cực có thể ảnh hưởng tới các phản ứng thứ cấp xảy ra khi điện phân, và do đó, ảnh hưởng tới việc tạo ra những sản phẩm cuối cùng ở điện cực khi điện phân.

Trong trường hợp đặc biệt, suất điện động phân cực có thể bằng không. Chẳng hạn khi điện phân dung dịch CuSO_4 với hai cực

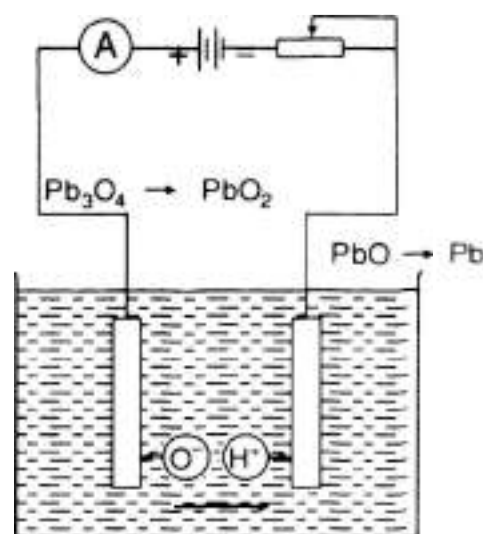
bằng đồng, thì một cực (anôt) sẽ tan vào dung dịch, còn cực kia có đồng bám vào. Khi đó cấu tạo về hai điện cực không bị thay đổi nghĩa là các điện cực không bị phân cực, do đó không có suất điện động phân cực.

et Acquy

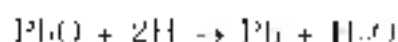
Như ở trên ta thấy, một hệ gồm hai vật dẫn điện loại một (kim loại) và một chất dẫn điện loại hai (chất điện phân) là một dụng cụ có thể duy trì điện năng gọi là acquy (hay pin thứ cấp). Nhưng muốn cho acquy có giá trị thực tế thì cần có hai điều kiện: một là, sự phân cực của các điện cực phải vững bền (để cho acquy không tự phóng điện khi ta không dùng nó); hai là quá trình xảy ra trong acquy phải thuận nghịch (để cho trong acquy không xảy ra những thay đổi có thể làm hỏng nó).

Acquy đơn giản là *acquy chì* (còn gọi là *acquy axit*). Acquy chì được dùng đầu tiên gồm một bình đựng dung dịch axit sunfuric, trong đó nhúng hai tấm chì, trên phủ một lớp ôxit chì PbO . Acquy thường dùng trong thực tế có các cực gồm nhiều tấm chì có lỗ, trong đó có những lỗ của cực dương được nhồi đầy chất Pb_3O_4 màu đỏ, còn những lỗ của cực âm được nhồi đầy chất PbO màu xám. Cực dương gồm nhiều bản nối với nhau, đặt xen kẽ những bản cực âm cũng nối với nhau, nhúng trong dung dịch H_2SO_4 (nồng độ 20 - 30%). Trước khi dùng acquy làm nguồn điện ta phải nạp điện cho nó. Lúc này acquy đóng vai trò một máy thu điện, nó tích trữ điện năng dưới dạng hoá năng. Khi nạp điện cho acquy người ta cho dòng điện một chiều đi vào acquy.

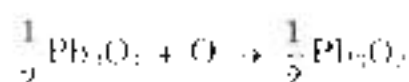
Phản ứng hoá học xảy ra ở đây rất phức tạp, nhưng đại thể hình dung như sau. Dung dịch axit sunfuric bị điện phân, làm xuất hiện hiđrô và ôxi ở hai bản chì (hình 3.31), ở bản nối với cực âm của nguồn điện ôxit chì PbO bị khử mất ôxi và thành Pb :



Hình 3.31

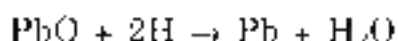


Ban này sẽ thành cực âm của acquy. Còn ở bán nối với cực dương của nguồn điện thì có ôxi bám vào, ôxi hoá Pb_2O_3 thành chì dioxide PbO_2 :



Ban này sẽ trở thành cực dương của acquy. Khi hai cực đã trở thành Pb và PbO_2 thì giữa chúng có một hiệu điện thế. Acquy đã trở thành nguồn điện và bây giờ tự nó có thể phát ra dòng điện.

Nếu ta nối hai cực của acquy đã nạp điện bằng một dây dẫn thì dòng điện chạy trong dây sẽ có chiều ngược với dòng điện lúc nạp vào acquy. Dòng điện này sẽ gây ra quá trình hoá học ngược lại: dung dịch axit lại bị phân điện nhưng lần này các ion chuyển đổi ngược chiều với lúc đầu: hiđrô sẽ về bán PbO_2 và khử ôxi làm cho ban này trở thành chì PbO ($\text{PbO}_2 + 2\text{H} \rightarrow \text{PbO} + \text{H}_2\text{O}$), còn ôxi chạy về bán Pb và ôxi hoá bán ấy thành PbO ($\text{Pb} + \text{O} \rightarrow \text{PbO}$). Cho đến khi hai cực đã hoàn toàn giống nhau thì dòng điện tắt. Bây giờ muốn acquy lại phát điện, ta phải nạp điện vào nó. Khi đó ở hai cực lần lượt có các phản ứng:



nghĩa là hai cực lại trở thành cực âm Pb và cực dương PbO_2 . Cần chú ý rằng ở đây ta chỉ xét đến các sản phẩm của các phản ứng hoá học chủ yếu. Sự thực phản ứng rất phức tạp và còn nhiều điểm chưa rõ. Ngoài các sản phẩm nói trên còn có các sản phẩm khác tuy rất ít như Pb_2SO_4 , Pb_3SO_4 ...

Khi nạp điện cho acquy, suất điện động của các acquy chỉ giữ không đổi trong một thời gian dài và cuối cùng tăng lên nhanh chóng đến 2,7 V. Sau đó các phản ứng hoá học trên các cực ngừng lại và trong acquy hết dầu có sự suy yếu mạnh ta nói rằng acquy "sỏi" và đến đây sự tích điện cho acquy ngừng lại. Khi phóng điện, quá trình xảy ra ngược lại: lúc đầu suất điện động giảm nhanh từ 2,7V đến 2,1V rồi giữ không đổi trong một thời gian dài. Đến cuối lúc phóng điện, suất điện động lại giảm tiếp. Thông thường, ta không nên để suất điện động của acquy giảm xuống

thấp hơn 1,85V, bởi vì nếu phóng điện mạnh quá thì quá trình bất thuận nghịch (tạo thành sunfat chì) xảy ra làm cho acquy bị hỏng.

Ngoài suất điện động, acquy còn được đặc trưng bằng một đại lượng nữa là *dung lượng*. Dung lượng của acquy là điện lượng mà nó phát ra khi phóng điện trong khoảng thời gian suất điện động giảm từ 2,7V đến 1,85V. Dung lượng thường được đo bằng ampe giờ (1 ampe giờ = 1Ah = 3.600C). Hiệu suất của acquy (tỉ số giữa điện năng phát ra khi phóng điện và điện năng tiêu thụ khi nạp điện) đạt tới 80%.

Ngoài loại acquy axit người ta còn dùng các acquy kiềm, thường gồm hai loại: acquy sắt - kền và acquy cadimi - kền. Trong acquy cadimi - kền, cực dương được làm bằng kền hiđrôxit Ni(OH)_2 , còn cực âm làm bằng cadimi hiđrôxit Cd(OH)_2 ; các cực dìm trong dung dịch kiềm KOH hoặc NaOH (nồng độ 20%). Acquy kiềm có hiệu suất nhỏ hơn acquy axit nhưng lại rất tiện lợi vì nhẹ và bền hơn.

§6. DÒNG ĐIỆN TRONG CHÂN KHÔNG

1) Các loại phát xạ electron trong chân không

Để nghiên cứu dòng điện trong chân không người ta cần có một bình chứa khí ở áp suất rất thấp trong đó có gắn các điện cực. (Ngày nay người ta đã tạo được khoảng chân không cao với áp suất đến $10^{-13} - 10^{-14}$ mmHg). Ở áp suất đó các phân tử khí có thể chuyển động từ thành nọ sang thành kia của ống mà không va chạm với các phân tử khác, và ta nói rằng, trong ống là *chân không*.

Chân không là môi trường cách điện tốt, vì trong chân không không có hạt mang điện tự do và cũng không có cách nào tạo ra các hạt mang điện tự do từ bản thân môi trường đó.

Muốn cho dòng điện chạy trong chân không ta phải đưa môi trường đó những hạt mang điện từ một nguồn nào đó. Nguồn điện tích tự do này thường được tạo ra nhờ hiện tượng thoát electron ra

khỏi mặt điện cực bằng kim loại bay bay dần. Electron có thể thoát ra khỏi điện cực nếu có động năng lớn hơn công thoát, nghĩa là:

$$\frac{mv^2}{2} \geq e\phi \quad (3.49)$$

Tuy theo cách truyền năng lượng cho electron để nó bứt ra khỏi cực kim loại mà người ta phân biệt sự phát xạ nhiệt, sự phát xạ quang, sự tự phát xạ, sự phát xạ thứ cấp

a) Sự phát xạ nhiệt electron.

Khi nhiệt độ tăng, vận tốc chuyển động nhiệt của các electron tăng và có một số electron nhận được đủ năng lượng để thực hiện công thoát và đi ra khỏi mặt kim loại. Quá trình phát xạ electron như đất nóng kim loại như vậy được gọi là *sự phát xạ nhiệt electron*.

Dựa vào thuyết electron cổ điển ta có thể ước tính nhiệt độ T_e mà ở đó có năng lượng trung bình của chuyển động nhiệt của electron tự do có trị số bằng công thoát:

$$\frac{3}{2}kT_e = e\phi$$

do đó
$$T_e = \frac{2e\phi}{3k} \quad (3.53)$$

Với các kim loại khác nhau công thoát có trị số vào khoảng 1 - 4,5eV; lấy $\phi = 2V$, ta có:

$$T_e = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 15000K, \quad (3.51)$$

Trên thực tế, ngay ở nhiệt độ phòng cũng đã có một số electron phát xạ ra khỏi mặt kim loại, và bắt đầu ở nhiệt độ 1000 - 3000K (nghĩa là thấp hơn T_e nhiều) đã có một lượng đáng kể các electron thoát ra ngoài mặt kim loại. Sở dĩ như vậy là vì trong kim loại luôn luôn có một số electron có năng lượng lớn hơn năng lượng trung bình và chính số electron này có thể thoát ra ngoài mặt kim loại ở nhiệt độ không cao lắm.

Hiện tượng phát xạ nhiệt electron đã có vai trò đặc biệt quan trọng trong kĩ thuật điện và điện tử.

b) Sự phát xạ quang electron.

Như ta đã biết, ánh sáng là dòng các hạt photon có năng lượng:

$$h\nu - hf = \frac{hc}{\lambda}$$

(h là hằng số Planck; c là vận tốc ánh sáng trong chân không, f là tần số ánh sáng và λ là bước sóng ánh sáng). Khi ánh sáng tới đập vào một mặt kim loại, một phần photon phản xạ trở lại, một phần đi vào trong kim loại, và va chạm với các nguyên tử kim loại. Nhưng photon này truyền năng lượng của mình cho electron trong nguyên tử kim loại. Nhận được năng lượng electron bị kích thích và chuyển lên mức năng lượng cao hơn. Nếu ánh sáng chiếu vào kim loại có bước sóng ngắn thì năng lượng của photon truyền cho electron đủ lớn để nó bật được ra ngoài mặt kim loại. Hiện tượng này được gọi là *sự phát xạ quang electron*. Điều kiện để có sự phát quang electron là:

$$\frac{hc}{\lambda} \geq e\varphi, \quad (3.52)$$

từ đó

$$\lambda \leq \frac{hc}{e\varphi}, \quad (3.53)$$

Các bức xạ có thể gây ra sự phát quang electron thường là bức xạ tử ngoại, tia Rơnghen hoặc tia gamma.

c) Sự phát xạ thứ cấp.

Sự phát xạ electron thứ cấp là sự phát xạ electron từ một vật rắn hay lỏng khi bắn phá nó bằng các electron hay ion. *Hệ số phát xạ thứ cấp* δ là tỉ số giữa số electron thứ cấp N_2 phát ra từ vật và số hạt ban đầu bắn phá vào vật N_1

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

δ phụ thuộc vào bản chất của vật và của các hạt bắn phá nó, cũng như vào năng lượng các hạt đó.

Trong trường hợp bắn phá bằng electron thì một phần electron phát ra từ vật chính là những electron ban đầu bị phản xạ từ vật, phần còn lại là các electron thứ cấp phát từ vật ra. Tổng số electron thứ cấp phát từ vật ra có thể lớn hơn số electron bắn vào nó, nghĩa là $\delta > 1$. δ đạt trị số cực đại khi năng lượng của electron ban đầu khoảng vài trăm eV (từ 200 - 300eV đối với kim loại khác nhau).

Ví dụ, với nhôm, khi năng lượng của electron bắn đầu khoảng 350eV thì $\alpha_{\text{bắn}} = 1,75$ nghĩa là số electron phát ra lớn hơn số bắn vào 1,75 lần. Nó chung với kim loại $\alpha_{\text{bắn}} < 2$, còn số bắn dẫn thì $\alpha_{\text{bắn}} > 2$ có thể tới 10 hoặc hơn nữa. Vì thế muốn có chùm electron phát xạ lớn, người ta dùng các cực (gọi là các emitter) làm bằng kim loại có phủ một lớp bắn dẫn ở ngoài mặt.

Hiện tượng phát xạ electron thứ cấp có thể xảy ra khi bắn phá mặt kim loại bằng các ion. Trong trường hợp này hệ số phát xạ thứ cấp α nhỏ hơn khi bắn bằng electron. Sự phát xạ thứ cấp gây ra bởi các ion dương đóng vai trò quan trọng trong một số dạng phóng điện trong chất khí (xem §7).

d) Sự tự phát xạ electron.

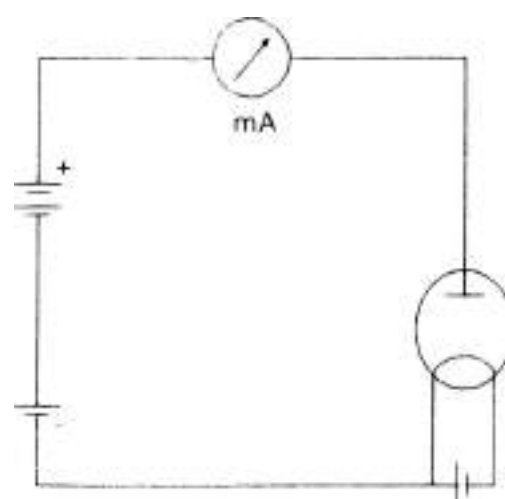
Sự phát xạ electron ra khỏi kim loại cũng xảy dưới tác dụng của điện trường rất mạnh. Ở nhiệt độ phòng khi ở mặt kim loại có một điện trường tăng tốc mạnh (khoảng 10^6V/m trở lên) thì điện trường này sẽ hút hết các electron ở gần mặt ngoài kim loại làm chúng vượt ra khỏi mặt kim loại. (xem chương 1)

Các electron bật ra khỏi cực kim loại ngay cả khi nó có nhiệt độ thấp, vì thế hiện tượng này được gọi là *sự phát xạ electron – catốt lạnh hay sự tự phát xạ electron*.

2. Dòng điện trong chân không.

a) Dòng điện trong chân không khi chưa bão hòa. Định luật Bogustapski – Langmuir.

Để khảo sát dòng điện trong chân không người ta dùng sơ đồ như hình 3.32 gồm diốt điện tử, nguồn điện và miliampe kế. Diốt là một bóng thủy tinh đã hút hết khí trong đó có hai cực: catốt là một sợi dây làm bằng vật liệu khó nóng chảy (như vonfram, molipden) ở trên mặt có phủ một lớp chất có

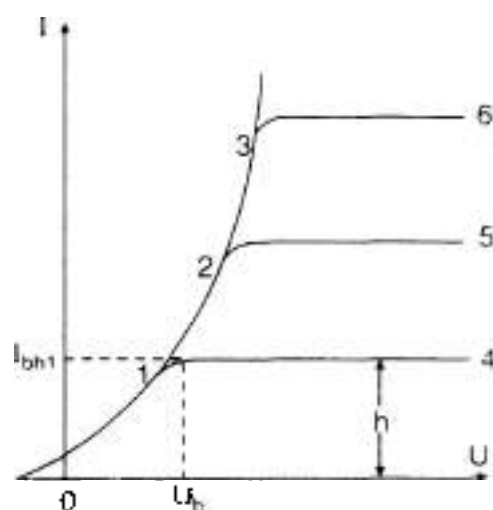


Hình 3.32

công thoát nhỏ (như bari, thori ...), còn anốt thường có dạng hình trụ bao quanh catốt.

Khi catốt chưa được đốt nóng, nghĩa là nó chưa thành nguồn phát xạ electron thì trong mạch không có dòng điện dù đặt vào hai cực một hiệu điện thế khá lớn. Khi đốt nóng catốt (nhờ một nguồn điện phụ) (H.3.32) thì trong mạch có dòng điện. Hơn nữa, dòng điện chỉ xuất hiện trong trường hợp cực dương của nguồn nối với anốt và cực âm nối với catốt. Nghĩa là *dòng điện chỉ chạy theo một chiều* (trong điốt là chiều từ anốt sang catốt), giống như ở điốt bán dẫn. Điều đó chứng tỏ catốt phát xạ ra những hạt mang điện âm (tức là electron), còn các ion dương hầu như không bứt ra khỏi catốt.

Cường độ dòng điện I qua điốt phụ thuộc vào hiệu điện thế U giữa anốt và catốt (còn gọi là *điện thế anốt*). Đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của I và U (*đường đặc trưng vôn - ampe*) được vẽ trên hình 3.33 (đường cong 014). Khi điện thế anốt bằng không, cường độ dòng điện qua điốt nhỏ. Khi tăng điện thế dương của anốt ($U > 0$) cường độ dòng điện tăng tương ứng với đường cong 01. Tiếp tục tăng điện thế anốt thì cường độ dòng điện đạt tới giá trị cực đại nào đó gọi là *dòng điện bão hoà* I_{bh} của điốt, khi đó dòng điện hầu như không phụ thuộc vào sự tăng điện thế ở anốt nữa (đoạn 14).



Hình 3.33

Khi tăng nhiệt độ của catốt, đường đặc trưng vôn - ampe là những đường cong 0125, 01236... Với những giá trị của dòng điện nhỏ hơn I_{bh} , sự phụ thuộc của I và U với những nhiệt độ khác nhau được biểu diễn cùng một đường cong 0123. Đường đặc trưng vôn - ampe của điốt điện tử là phi tuyến tính, thành ra đèn điốt điện tử là một ví dụ về trường hợp vật dẫn không tuân theo định luật Ohm. (giống như điốt bán dẫn).

Boguslowski và Langmuir đã tìm ra sự phụ thuộc của mật độ dòng điện i trong chân không trong diôt vào điện thế anôt U có dạng:

$$i = C U^{3/2} \quad (3.55)$$

trong đó C là hệ số phụ thuộc vào hình dạng và kích thước của các điện cực. Công thức 2.94 chính là phương trình của đường cong 0123 trên hình 3.33 và được gọi là *định luật Boguslowski - Langmuir* hay *định luật 3/2*.

Đối với diôt có điện cực phẳng

$$C = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \quad (3.56)$$

trong đó e và m là điện tích và khối lượng electron, d là khoảng cách giữa anôt và catôt, S là diện tích mặt catôt (bằng diện tích mặt anôt), ϵ_0 là hằng số điện môi.

b) Dòng điện trong chân không khi bão hoà Công thức Richardson - Dushman

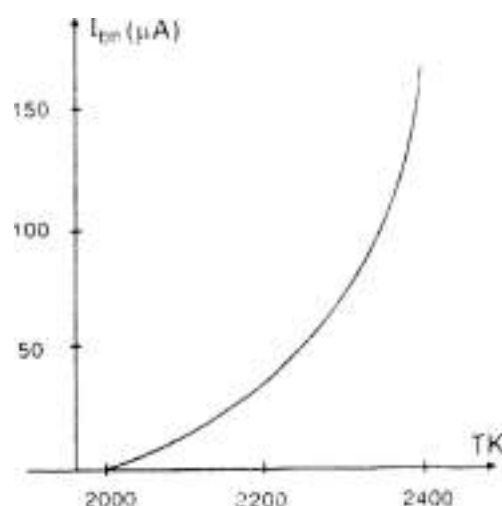
Khi toàn bộ các electron phát ra từ catôt trong một đơn vị thời gian đều đã bị hút hết về anôt, thì dù điện thế anôt có tiếp tục tăng đi chăng nữa, dòng điện cũng không tăng nữa, và đạt giá trị bão hoà. Mật độ dòng điện bão hoà i_{bh} đặc trưng cho khả năng phát xạ của catôt. Khả năng phát xạ này lại phụ thuộc vào chất làm catôt và nhiệt độ. Hình 3.34 cho thấy cường độ dòng điện bão hoà phụ thuộc rất mạnh vào nhiệt độ.

Dựa vào thuyết lượng tử năm 1923 Dushman đã tìm ra được công thức nêu lên sự phụ thuộc của mật độ dòng điện i_{bh} vào nhiệt độ tuyệt đối T :

$$i_{bh} = BT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}} \quad (3.57)$$

trong đó $e\phi$ là công thoát, k là hằng số Boltzmann, B là hệ số phụ thuộc vào kim loại. Công thức (3.57) được gọi là *công thức Richardson - Dushman*. Trị số tính bằng lý thuyết của hằng số B đối với một kim loại rỗng hoàn toàn bằng $6,02 \cdot 10^5 \frac{A}{m^2 K^2}$.

Thực ra trị số B thay đổi trong một giới hạn khá rộng và có giá trị khác nhau đối với các kim loại khác nhau (đặc biệt là giống như công thoát, B phụ thuộc vào trạng thái của mặt kim loại và mức độ tinh khiết của nó). Những lớp mỏng của các chất Cs, Ba, Th... có khả năng làm giảm công thoát và hằng số B rất nhiều. Ví dụ với vonfram (W), $B = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$, $\epsilon_F = 4,5 \text{ eV}$, nhưng với W + Ba thì $B = 0,015 \cdot 10^{-6} \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$ và $\epsilon_F = 1,56 \text{ eV}$.



Hình 3.34

Rõ ràng vì trong công thức (3.57) công thoát ϵ_F có mặt ở chỉ số mũ nên khi ϵ_F có trị số nhỏ dòng bão hoà sẽ có giá trị lớn, mặc dù B nhỏ. Vì vậy mặt vonfram phủ lớp mỏng Ba (hay Cs, Th) có khả năng phát xạ electron rất tốt.

§ 7 DÒNG ĐIỆN TRONG CHẤT KHÍ.

1. Đặc tính dẫn điện của chất khí.

a) Tính dẫn điện tự lực và không tự lực của chất khí

Chất khí ở trạng thái tự nhiên là chất cách điện tốt vì bản thân nó gồm các nguyên tử và phân tử trung hoà về điện. Nhưng nếu bằng cách nào đó ta làm xuất hiện các điện tích tự do thì chất khí trở nên dẫn điện. Sự truyền dòng điện qua chất khí còn gọi là *sự phóng điện trong chất khí*. Sự phóng điện trong chất khí bao giờ cũng kèm theo sự xuất hiện (sự ion hoá) và sự mất (sự tái hợp) không ngừng các phân tử tải điện (electron và ion) trong khối khí, trên mặt các điện cực cũng như cả ở thành bình.

+ Sự ion hoá có thể xảy ra do kết quả của các tác động bên ngoài không có liên quan đến sự có mặt của điện trường trong chất khí. Trong trường hợp này người ta nói đến *tính dẫn điện không tự lực của chất khí*. Để làm ion hoá chất khí người ta có thể dùng các tác động bên ngoài như nhiệt (ngọn lửa đèn cồn), bức xạ (tia röntgen, tia tử ngoại) nghĩa là dùng các tác nhân ion hoá.

+ Còn nếu sự ion hoá xảy ra do kết quả của những quá trình bên trong chất khí dưới tác động của điện trường, thì người ta nói rằng đó là *tính dẫn điện tự lực của chất khí*.

Dạng và đặc điểm của sự phóng điện qua chất khí phụ thuộc rất nhiều yếu tố: nhiệt độ và áp suất chất khí, vào hình dạng, kích thước cũng như vị trí tương đối của các điện cực, vào hiệu điện thế, mật độ và công suất dòng điện... Vì vậy các dạng phóng điện trong chất khí thật muôn hình muôn vẻ, đặc biệt có thể kèm theo sự phát quang và tiếng nổ.

Để hiểu những quy luật và bản chất dòng điện trong chất khí, trước hết cần nghiên cứu một số vấn đề cơ bản về chuyển động và tương tác giữa các hạt mang điện trong chất khí.

b) Quãng đường tự do trung bình của êlectrôn trong chất khí.

Êlectrôn chuyển động trong chất khí sẽ va chạm với các nguyên tử và phân tử khí. Bằng lập luận giống như khi tìm quãng đường tự do trung bình của các phân tử khí người ta đã tìm được quãng đường tự do trung bình của êlectrôn trong chất khí:

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{\pi r^2 n_a} \quad (3.58)$$

trong đó r là bán kính phân tử, n_a là mật độ phân tử khí trong chất khí.

Từ biểu thức trên, ta thấy rằng trong khoảng nhiệt độ mà r có thể coi như là không đổi thì: $\bar{\lambda}_e = \text{const}$. Hơn nữa, ta lại biết ở nhiệt độ nhất định, n_a tỉ lệ thuận với áp suất p của chất khí, do đó ta có:

$$\bar{\lambda}_e p = \text{const} \quad (3.59)$$

Từ đó ta thấy rằng: ở nhiệt độ nhất định, nếu áp suất chất khí càng nhỏ thì quãng đường tự do trung bình của êlectrôn càng lớn. Vì

dụ như đối với khí Ne, khi $p = 1 \text{ mmHg}$, $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$ còn khi $p = 10^{-4} \text{ mmHg}$, $\lambda = 6,6 \text{ m}$. Qua các ví dụ này ta thấy ở các áp suất thấp (mà hiện nay có thể thực hiện dễ dàng nhờ các máy bơm chân không hiện đại) quang đường tự do trung bình của electron có thể đạt tới hàng mét.

c) *Sự ion hóa chất khí. Năng lượng ion hoá và điện thế ion hoá.*

– Sự ion hoá chất khí là điều kiện cần thiết để chất khí trở lên dẫn điện. Muốn ion hoá chất khí cần truyền cho nó năng lượng để thực hiện công chống lại lực tương tác giữa electron được rút ra với phần còn lại của phân tử (gồm hạt nhân và các electron còn lại). Năng lượng này được gọi là *năng lượng ion hoá* W_i . Độ lớn của năng lượng ion hoá W_i phụ thuộc vào bản chất hoá học của chất khí và trạng thái năng lượng của electron bật ra khỏi phân tử. Vì electron ngoài cùng liên kết với hạt nhân yếu hơn cả, nên để bật nó ra khỏi phân tử chỉ cần năng lượng ion hoá W_i nhỏ. Và sau khi một electron bật ra khỏi phân tử, thì liên kết giữa các electron tiếp sau tăng dần. Chẳng hạn, năng lượng để ion hoá nguyên tử khí nitơ là bằng 14,5eV, nhưng năng lượng để ion hoá ion nitơ hoá trị một (N^+) là 20,5eV, để ion hoá ion nitơ hoá trị hai (N^{++}) là 47,4eV.

Năng lượng ion hoá W_i được biểu diễn qua *điện thế ion hoá* U_i . Điện thế ion hoá là hiệu điện thế cần thiết để tăng tốc electron và làm cho nó chậm nhận được một lượng bằng năng lượng ion hoá, nghĩa là

$$eU_i = W_i \quad (3.60)$$

– Franz và Hertz là những người đầu tiên nghiên cứu chi tiết bằng thực nghiệm sự ion hoá chất khí do va chạm của electron với các phân tử khí. Để cho đơn giản, ta chỉ xét sự ion hoá bậc một, nghĩa là sau khi va chạm, ngoài electron tới va chạm chỉ có thêm chỉ một electron mới bật ra từ phân tử.

Khi va chạm, electron truyền một phần năng lượng của nó cho phân tử. Thí nghiệm chứng tỏ rằng nếu động năng của electron nhỏ thì sự va chạm của electron với phân tử là va chạm đàn hồi và khi đó, electron chỉ truyền một phần rất nhỏ năng lượng dư trữ của nó cho phân tử, không đủ để ion hoá phân tử. Vì thế, khi bắn phá các

phân tử khí bằng các hạt (electron hoặc ion) có năng lượng nhỏ thì chỉ gây ra sự đốt nóng chất khí. Còn nếu động năng của electron lớn thì sự va chạm là va chạm không đàn hồi, khi đó nó truyền hầu hết năng lượng của nó cho phân tử, làm cho phân tử hoặc là chuyển sang trạng thái kích thích, hoặc là ion hóa phân tử, nghĩa là làm cho electron bật khỏi phân tử. Điều kiện để ion hóa phân tử là: động năng mà electron thu được trên quãng đường tự do trung bình phải lớn hơn (ít nhất là bằng) năng lượng ion hóa.

$$\frac{mv^2}{2} \geq W_i \quad (3.61)$$

Sự ion hóa chất khí không chỉ xảy ra khi electron va chạm vào phân tử khí, mà cả khi các ion có năng lượng lớn va chạm vào phân tử. Tuy nhiên ở áp suất thấp sự ion hóa chất khí do va chạm chủ yếu quyết định bởi sự va chạm của các electron với phân tử khí và vì các lý do sau

1. Quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$ của electron lớn hơn quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}_i$ của ion nhiều nên electron thu được động năng lớn hơn ion.

2. Khối lượng của ion xấp xỉ bằng khối lượng của phân tử khí, nên muốn làm ion hóa phân tử khí, các ion tới va chạm vào phân tử phải có năng lượng lớn hơn W_i nhiều.

Thực vậy, áp dụng định luật bảo toàn động lượng và bảo toàn năng lượng ta tìm được động năng của hạt tới va chạm làm ion hóa phân tử khí bằng $\frac{mv^2}{2} = W_i(1 + \frac{m}{M})$, (M là khối lượng phân tử khí) do đó nếu hạt tới va chạm là electron thì, vì $m \ll M$ nên động năng của electron chỉ cần lớn hơn W_i rất ít nên đủ làm ion hóa phân tử khí; nhưng nếu hạt tới va chạm là ion thì, vì $m = M$ nên nó phải có động năng lớn hơn W_i một cách đáng kể.

c) Sự tái hợp ion trong chất khí

Đồng thời với sự ion hóa chất khí, còn có quá trình tái hợp các hạt mang điện trái dấu để thành phân tử trung hòa. Sau khi tác nhân ion hóa ngừng tác dụng thì các ion được tạo ra chỉ tồn tại được một thời gian nào đó rồi biến đổi mất hoàn toàn. Có thể giải thích

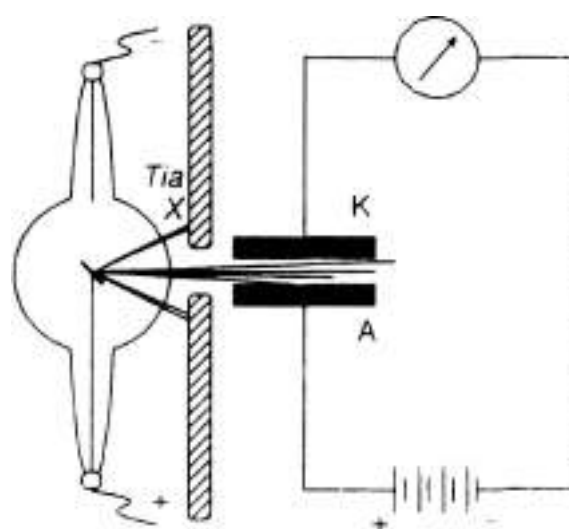
sự biến mất các ion như sau. Do chuyển động nhiệt hỗn loạn ion dương va chạm với electron và kết hợp thành phân tử (hay nguyên tử) trung hòa. Các ion dương và âm có thể va chạm với nhau, khi đó ion âm trả lại electron dư cho ion dương và cả hai trở thành phân tử trung hòa. Quá trình trung hòa các ion như thế được gọi là sự *tái hợp ion*. Nếu như khi bứt electron ra khỏi phân tử (hay nguyên tử) cần phải cung cấp năng lượng cho nó (năng lượng ion hóa), thì ngược lại khi tái hợp ion dương với các electron, năng lượng dư này được giải phóng, nói chung, dưới dạng ánh sáng. Vì thế sự tái hợp ion thường kèm theo sự phát sáng.

2. Chuyển động của ion trong chất khí. Sự phóng điện không tự lực của chất khí.

Ở áp suất khí quyển và áp suất cao, sự dẫn điện không tự lực của chất khí là sự dẫn điện ion vì trong điều kiện áp suất như vậy, quãng đường tự do trung bình của electron tự do (nếu có, do bứt từ các phân tử và nguyên tử ra) rất nhỏ, do đó trong đa số trường hợp các electron này được hút vào các phân tử, tạo thành các ion âm.

Lý thuyết về sự dẫn điện của chất khí ion hóa bởi nguồn ngoài cũng tương tự như lý thuyết về sự dẫn điện của những chất điện phân xét ở §5.

a) Giả sử ta có một khí nằm giữa hai điện cực phẳng đặt song song (Hình 3.35) chịu tác dụng không ngừng của một tác nhân ion hóa (tia rơnghen chẳng hạn). Kí hiệu n_0 là số ion mỗi loại do tác nhân ion hóa tạo ra trong một đơn vị thể tích và trong một đơn vị thời gian. Số ion tái hợp thành phân tử tỉ lệ với số ion âm và số ion dương hiện có. Nếu tại một thời điểm nào đó, trong đơn vị thể tích chất khí có n_+ ion dương và n_- ion âm, thì số ion tái hợp trong đơn vị thời gian và trong một đơn vị thể tích bằng



Hình 3.35

$$\Delta n'_0 = \gamma n'_0 \quad (3.62)$$

trong đó γ là hệ số tái hợp

Nếu không có dòng điện qua chất khí thì sau một thời gian sự cân bằng giữa sự ion hóa và sự tái hợp sẽ được thiết lập. Khi đó số ion mới sinh Δn_0 bằng số ion mất đi (tái hợp), tức là:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 \quad (3.63)$$

Từ đó ta thấy rằng khi không có dòng điện đi qua chất khí, số ion cùng loại n_0 trong một đơn vị thể tích sẽ có giá trị xác định, không thay đổi, bằng:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}} \quad (3.64)$$

b) Nếu ta nối hai điện cực đó với một nguồn điện, tạo nên giữa hai điện cực một điện trường có cường độ E , thì dưới tác dụng của điện trường này, các ion bắt đầu chuyển động và tạo ra dòng điện. Bây giờ sự biến mất đi của ion xảy ra, không những do quá trình tái hợp của các ion trong bản thân khối khí, mà còn do sự trung hòa các ion ở hai điện cực (Ngoài ra còn có các ion đến điện cực do sự khuếch tán; ở đây, ta bỏ qua dòng điện khuếch tán này).

Ta tìm số ion mỗi loại trong một đơn vị thể tích, trong một đơn vị thời gian bị giảm đi, do sự dịch chuyển ion đến các điện cực. Kí hiệu I là cường độ dòng điện giữa hai điện cực. Trong một đơn vị thời gian, số ion cùng dấu đến điện cực và trở thành phần tử trung hòa bằng I/q , với q là điện tích của ion. Kí hiệu S là diện tích của mỗi bản cực và d là khoảng cách giữa hai cực, thể tích chất khí ở giữa hai bản bằng Sd . Trong một đơn vị thời gian, trong mỗi đơn vị thể tích khí, số ion mỗi loại giảm đi do dịch chuyển về điện cực bằng

$$\Delta n''_0 = \frac{1}{qSd},$$

hay
$$\Delta n''_0 = \frac{i}{qd},$$

trong đó $i = \frac{I}{S}$ là mật độ dòng điện

Như vậy, khi có dòng điện, điều kiện cân bằng là số ion mới

sinh ra Δn_0 bằng toàn bộ số ion mất đi do quá trình tái hợp và do sự trung hòa chúng ở các cực nghĩa là

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{i}{qd} \quad (3.65)$$

Đang thức này cho ta thấy rằng, trong trường hợp có dòng điện qua chất khí, số ion n_0 trong mỗi đơn vị thể tích chất khí phụ thuộc vào mật độ dòng điện.

c) Bây giờ hay xem xét cường độ dòng điện trong chất khí bị ion hóa bởi nguồn ngoài phụ thuộc vào hiệu điện thế giữa hai điện cực như thế nào.

Trước hết ta xét hai trường hợp giới hạn.

Trường hợp giới hạn 1. Mật độ dòng điện i bé đến nỗi $\frac{i}{qd} \ll \gamma n_0^2$

nghĩa là số ion mất đi do sự có mặt của dòng điện có thể bỏ qua so với số ion mất đi do sự tái hợp.

Khi đó, ta lại có đẳng thức như (3.63)

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2$$

và, từ đó
$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}}, \quad (3.66)$$

nghĩa là trong trường hợp này, số ion n_0 trong đơn vị thể tích không đổi. Gọi vận tốc của các ion dương là u_+ và của các ion âm là u_- . Trong một đơn vị thời gian có $n_+ u_+ S$ ion dương đi tới catốt. Đồng thời từ khoảng không gian gần catốt lại có $n_+ u_- S$ ion âm rời xa catốt và do đó, có thêm $n_+ u_- S$ ion dương lẻ loi cùng chuyển về catốt. Thành ra tổng số ion dương xuất hiện trên anốt trong một đơn vị thời gian bằng $n_0(u_+ + u_-)S$. Số ion âm xuất hiện trong một đơn vị thời gian cũng bằng như vậy. Do đó, ta có mật độ dòng điện i bằng

$$i = qn_0(u_+ + u_-). \quad (3.67)$$

Lí luận tương tự như khi khảo sát chuyển động của các ion trong chất điện phân, ta có thể xem rằng vận tốc chuyển động của các ion tỉ lệ với cường độ điện trường E :

$$\left. \begin{aligned} u_+ &= u_+^0 E, \\ u_- &= u_-^0 E, \end{aligned} \right\} \quad (3.68)$$

trong đó, đại lượng u^+ và u^- gọi là *độ linh động của ion khi, dương và âm* có độ lớn bằng vận tốc của ion khi cường độ điện trường bằng đơn vị. Từ (3.67) và (3.68) ta có:

$$i = qn_0(u_+^+ + u_-^-)E \quad (3.69)$$

Vì các giá trị của q , u_+^+ và u_-^- là không đổi với điều kiện thí nghiệm cho trước, còn n , cũng không thay đổi đối với mật độ dòng điện bé, nên đại lượng $qn_0(u_+^+ + u_-^-)$ cũng không đổi, và công thức (3.69) biểu thị *định luật Ohm cho chất khí*

$$i = \sigma E,$$

$$\text{trong đó} \quad \sigma = qn_0(u_+^+ + u_-^-) \quad (3.70)$$

là *điện dẫn suất của chất khí*

Bảng dưới đây cho giá trị của u_+^+ đối với ion của một số chất khí

Chất khí	Độ linh động của ion tính ra $10^{-4} \text{m}^2/\text{sV}$ $\sigma_p = 700 \text{mmHg}$ và $T = 18^\circ\text{C}$	
	u_+^+	u_-^-
Hiđrô	5,91	8,26
Ôxi	1,29	1,79
Nitơ	1,27	1,84
Carbon ôxít	1,10	1,14
Clô	0,65	0,51

Trường hợp giới hạn 2. Bây giờ ta xét trường hợp mật độ dòng điện lớn đến nỗi hầu hết sự mất ion có thể coi là do sự trung hòa của chúng trên những điện cực, còn sự mất do quá trình tái hợp thì có thể bỏ qua, nghĩa là

$$\gamma n_0^2 \ll \frac{i}{qd} \quad (3.71)$$

Khi đó đẳng thức (3.65) có dạng

$$\Delta n_0 = \frac{i}{qd} \quad (3.72)$$

Gọi i_{00} là mật độ dòng điện thỏa mãn điều kiện (3.71), thì từ (3.72) ta rút ra

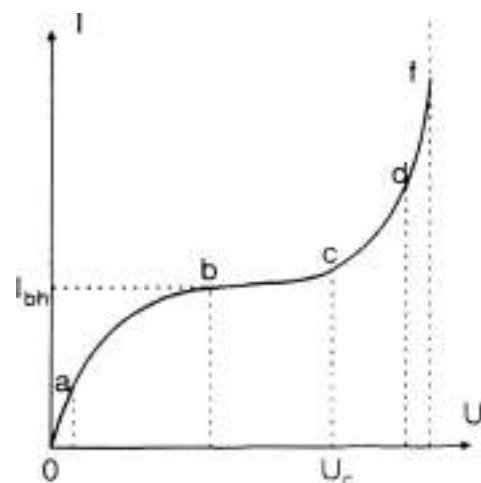
$$i_{bh} = \Delta n \cdot qd \quad (3.73)$$

Ta thấy rằng mật độ dòng điện i_{bh} , không phụ thuộc vào cường độ điện trường E và do đó không phụ thuộc vào hiệu điện thế $V_1 - V_2$ giữa hai điện cực. Mật độ dòng điện i_{bh} là cực đại ứng với các điều kiện cho trước (Δn , q và d) và được gọi là *mật độ dòng điện bão hoà*.

Theo (3.73), mật độ dòng điện bão hoà càng lớn nếu d càng lớn, nghĩa là 2 bán cực càng xa nhau. Cần lưu ý rằng, kết luận này chỉ đúng với điều kiện là sự iôn hóa được thực hiện một cách đồng nhất trong toàn bộ khối khí giữa hai bán cực; khi đó, với d càng lớn, số iôn xuất hiện càng lớn, khiến mật độ dòng điện bão hoà i_{bh} tăng lên.

- Từ các kết quả thu được ở trên, ta có thể kết luận rằng: Trong sự dẫn điện của chất khí bị iôn hóa bởi nguồn ngoài, khi mật độ dòng điện nhỏ hơn mật độ dòng điện bão hoà nhiều, ta có định luật Ohm? Mật độ dòng điện tăng tỉ lệ với hiệu điện thế $V_1 - V_2$ đặt vào hai điện cực; nhưng với hiệu điện thế $V_1 - V_2$ lớn, thì định luật Ohm không còn đúng nữa vì dòng điện đạt giá trị bão hòa.

Hình 3.36 cho ta đặc trưng vôn - ampe biểu diễn sự phụ thuộc của cường độ dòng điện I vào hiệu điện thế $U = V_1 - V_2$ giữa hai điện cực. Đoạn Oa ứng với trường hợp giới hạn 1 khi cường độ dòng điện I bé. Đoạn bc ứng với trường hợp giới hạn 2: dòng điện bão hòa. Đoạn ab biểu diễn trường hợp trung gian giữa hai trường hợp giới hạn trên, khi đó cường độ dòng điện I tăng theo hiệu điện thế U chậm hơn so với định luật Ohm. Với những giá trị hiệu điện thế lớn hơn U_c , dòng điện bắt đầu tăng và sau đó tăng rất nhanh khi hiệu điện thế tăng lên ít. Sự tăng dòng điện trên đoạn cd cũng như trên đoạn df chứng tỏ rằng trong chất khí, giữa các cực xuất hiện các điện tích tự do mới, ngoài các điện tích được tạo ra do



Hình 3.36

tác nhân ion hóa. Tuy nhiên, sự phóng điện qua chất khí ứng với đoạn cd thuộc phóng điện không tự lực. Còn đoạn df lại thuộc loại phóng điện tự lực. Sự tăng của dòng điện trên đoạn cd được giải thích như sau: các electron do tác nhân ion hóa tạo ra được gia tốc mạnh dưới tác dụng của điện trường khá lớn trên suốt quãng đường tự do trung bình, nên đã tích lũy được năng lượng đủ để ion hóa phân tử khí và chạm với chúng. Các electron mới bật ra từ các phân tử được gia tốc bởi điện trường, đến lượt nó, lại va chạm với các phân tử khác và gây ra sự ion hóa. Cứ như vậy, số lượng electron và ion sẽ được tăng lên rất nhanh và lớn hơn gấp nhiều lần số điện tích tự do được tạo bởi tác nhân ion hóa. Vì khối lượng electron nhỏ hơn nhiều so với khối lượng của phân tử, hơn nữa, quãng đường tự do trung bình của nó lớn, nên nó được gia tốc mạnh bởi điện trường và đạt được vận tốc lớn hơn ion nhiều. Vì thế, ở giai đoạn này, electron đóng vai trò quan trọng. Số electron tạo ra rất nhanh gây thành *thác electron*. Loại phóng điện ở giai đoạn này gọi là *loại phóng điện Townsend*. Đó là loại phóng điện không tự lực, bởi vì, khi ta ngắt tác nhân ion hóa thì sự phóng điện chỉ còn được duy trì cho đến khi tất cả các electron tới anốt, sau đó, sự phóng điện bị ngừng lại. Nếu hiệu điện thế vượt quá giới hạn U_1 (gọi là hiệu điện thế nổi) thì chất khí vẫn tiếp tục dẫn điện khi ngắt tác nhân ion hóa. Lúc này, chất khí đã chuyển sang giai đoạn phóng điện tự lực.

Sự phóng điện không tự lực và giai đoạn đầu của sự phóng điện tự lực được ứng dụng để chế tạo ra ống đếm Geiger - Muller và ống đếm tỉ lệ. Đó là những dụng cụ dùng để phát hiện, ghi và đếm các tia phóng xạ, đo cường độ tia rơnghen và tia gamma (là các tác nhân làm ion hóa khối khí giữa hai điện cực của dụng cụ).

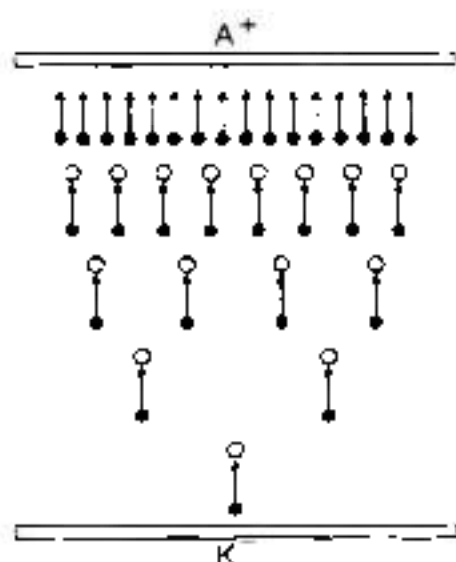
3. Quá trình dẫn đến sự phóng điện tự lực.

Lý thuyết về sự chuyển giai đoạn từ phóng điện không tự lực sang phóng điện tự lực được Townsend đưa ra năm 1910.

a) Thác electron

Để xem xét sự phóng điện không tự lực chuyển sang phóng điện tự lực bằng cách nào, trước hết, ta xét kĩ hơn sự *phát sinh thác electron*

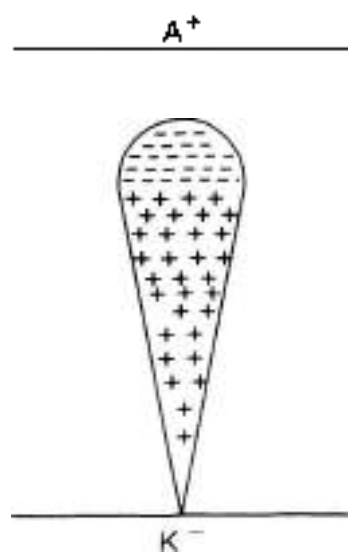
+ Ta vẫn giả thiết rằng, dòng điện truyền qua chất khí trong khoảng giữa hai điện cực phẳng A và K (hình 3.37). Giả sử, dưới tác dụng của tia tử ngoại hay tia Ronghen, từ catốt phát xạ ra một electron. Dưới tác dụng của điện trường, electron chuyển động có gia tốc trên suốt quãng đường tự do của mình và giả sử trước khi va chạm, nó đã thu được năng lượng bằng hoặc lớn hơn năng lượng ion hóa.



Hình 3.37

Trong điều kiện đó, nếu electron va chạm với phân tử thì nó sẽ ion hóa phân tử. Kết quả là làm xuất hiện một electron mới và một ion dương. Ion dương chuyển động về phía cực âm, còn electron đi về phía cực dương. Sau khi va chạm, các electron lại thu được năng lượng và sau lần va chạm thứ hai thì xuất hiện 4 electron. Sau lần va chạm thứ ba thì có 8 electron, sau lần thứ tư có 16 electron v.v.. (H.3.37).

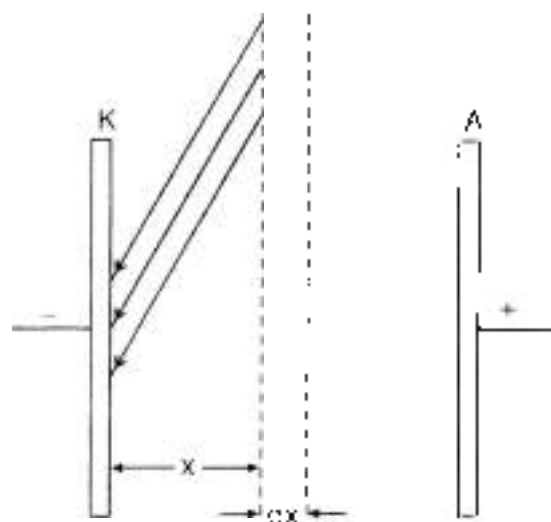
Trong điện trường đủ mạnh để gây ra sự ion hóa do va chạm này, người ta thấy rằng, vận tốc electron là khoảng $2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, còn vận tốc ion khoảng $2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, nghĩa là vận tốc electron gấp 100 lần (hay hơn nữa) vận tốc ion dương. Thành thử có thể coi các ion dương như đứng yên và quá trình phóng điện khi đó chủ yếu gây ra bởi thác electron. Thác electron này lan truyền nhanh đến cực dương và để lại phía sau nó lớp điện tích không gian gồm các ion dương (H.3.38). Các điện tích không gian này gây ra sự thay đổi điện trường giữa hai điện cực.



Hình 3.38

+ Để hình dung rõ hơn sự phát triển của thác electron, ta khảo sát nó một cách định lượng. Muốn thế, theo Townsend, ta kí hiệu α là số cặp electron và ion được tạo bởi một electron trên một đơn vị đường đi. Người ta gọi α là *hệ số ion hóa thể tích* hay *hệ số ion hóa Townsend thứ nhất*. Vì năng lượng mà electron thu được trên suốt quãng đường tự do của nó càng lớn nếu cường độ điện trường E trong chất khí càng lớn, nên hệ số α phụ thuộc vào cường độ điện trường. Hệ số α cũng phụ thuộc vào áp suất p của chất khí, bởi vì, số cặp được tạo ra phụ thuộc vào số lần va chạm của electron với phần tử trên một đơn vị đường đi, nhưng số lần va chạm lại tỉ lệ với áp suất chất khí.

Ta xét cột khí nằm giữa hai điện cực phẳng và tìm số cặp ion - electron được tạo ra trong lớp khí có dày dx cách catốt một khoảng x (H.3.39). Trên đoạn dx , mỗi electron tạo ra αdx cặp ion - electron. Nếu như trong lớp khảo sát có n electron bay đến thì số electron tăng lên trên đoạn dx là:



Hình 3.39

$$dn = n\alpha dx \quad (3.74)$$

Để đơn giản ta xem rằng sự phát sinh các ion - electron không làm thay đổi đáng kể điện trường giữa hai điện cực, nghĩa là ta vẫn coi *điện trường giữa hai điện cực là đều cả khi xảy ra sự ion hóa*. Như vậy, hệ số α có thể coi là không đổi và không phụ thuộc vào x .

Lấy tích phân phương trình (3.74), ta được

$$\ln n = \alpha x + C \quad (3.75)$$

Hằng số C được xác định từ điều kiện là khi $x = 0$ thì $n = n_0$ trong đó n_0 là số electron phát xạ ra khỏi catốt nhờ tác nhân ion hóa. Từ đó ta suy ra

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.76)$$

Kí hiệu $x = d$, trong đó d là khoảng cách giữa hai cực ta sẽ tìm được electron n_1 đến anốt:

$$n_1 = n_0 e^{\alpha d} \quad (3.77)$$

Dễ dàng thấy rằng n_1 lớn gấp nhiều lần n_0 . Chẳng hạn giả sử trên 1m đường đi, một electron làm phát sinh 300 cặp ion - electron ($\alpha = 300\text{m}^{-1}$). Nếu khoảng cách giữa hai cực $d = 3\text{cm} = 3 \cdot 10^{-2}\text{m}$ thì một electron sơ cấp bay ra từ catốt sẽ làm xuất hiện trên mặt anốt

$$e^{300 \cdot 3 \cdot 10^{-2}} = e^9 \approx 10^4$$

electron, nghĩa là electron tăng lên một vạn lần nhờ thác electron.

b) Điều kiện phát sinh sự phóng điện tự lực

Sự phát sinh thác electron trong chất khí, tuy thế, vẫn chưa là đủ để tạo ra được sự phóng điện tự lực. Bởi vì, theo (3.77), nếu $n_0 = 0$ thì $n_1 = 0$, nghĩa là khi ngắt tác nhân ion hóa thì dòng điện cũng tắt. Muốn sự phóng điện trở thành tự lực thì phải làm sao thác electron tạo ra các điều kiện để duy trì nó, nghĩa là phải như thế nào để trong chất khí xảy ra những quá trình khác liên tục tạo ra các electron mới thay cho số electron đi về anốt. Sự phát xạ electron thứ cấp từ catốt dưới tác dụng bắn phá của các ion dương là một trong các quá trình quan trọng để duy trì thác electron. Nếu ion dương trong quá trình chuyển động tới catốt thu được năng lượng để thắng công thoát electron thì nó có thể làm bật electron ra khỏi mặt catốt. Quá trình này được đặc trưng bởi đại lượng gọi là hệ số ion hóa một γ (còn gọi là hệ số ion hóa Townsend thứ hai). Hệ số γ cho biết có bao nhiêu electron thứ cấp bật ra từ catốt khi một ion dương đập vào catốt. Hệ số γ phụ thuộc vào vận tốc ion và vào bản chất làm catốt như ta đã xét ở §6.

Townsend đã chứng minh rằng, sự tồn tại đồng thời cả hai quá trình trên, nghĩa là cả sự ion hóa thể tích lẫn sự ion hóa mặt, mới có thể dẫn tới sự phóng điện tự lực.

Để tìm điều kiện phát sinh sự phóng điện tự lực, thoát tiên ta hãy giả thiết rằng, giữa các cực có tồn tại trạng thái dừng của sự phóng điện không tự lực trong chất khí. Kí hiệu n^* là hệ số electron tổng cộng bay ra từ catốt trong một giây (số electron này được phát xạ nhờ tác nhân ion hóa và nhờ cả sự phát xạ thứ cấp). Theo (3.77)

do kết quả của sự ion hóa thể tích, số electron đi đến anốt là:

$$n_a = n_1 e^{\alpha d} \quad (3.78)$$

Thành ra lượng electron phát sinh trong thác là

$$n_a - n_1 = n_1 (e^{\alpha d} - 1)$$

Cũng có một lượng ion dương như vậy phát sinh trong thác. Những ion dương đó khi tới catốt làm bật ra $\gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1)$ electron thứ cấp. Rõ ràng là electron này cộng với số n_1 electron bật ra từ catốt trong một giây nhờ tác nhân ion hóa sẽ bằng số tổng cộng electron n_1 và, do đó ta có:

$$n_1 + \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1) = n_1,$$

hay
$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Thay biểu thức này vào (3.78) ta tìm được biểu thức tính số electron đến anốt trong mỗi giây.

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.79)$$

Từ (3.79) ta tìm được điều kiện phát sinh sự phóng điện tự lực. Thực vậy giả sử ta làm tăng dần cường độ điện trường. Khi đó các giá trị của α và γ sẽ tăng, làm cho n_a tăng liên tục. Tới một giá trị nào đó của cường độ điện trường thì điều kiện

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3.80)$$

được thực hiện và mẫu số của biểu thức (3.79) triệt tiêu. Khi đó n_a sẽ tăng vô hạn ngay cả với những giá trị nhỏ tùy ý của n_0 . Thành ra khi đó tác nhân ion hóa trở nên không cần thiết và sự phóng điện chuyển từ không tự lực sang tự lực. Thông thường, khi xảy ra sự phóng điện tự lực thì hệ số α là rất lớn để cho ta có $e^{\alpha d} \gg 1$. Do đó, điều kiện để có sự phóng điện tự lực (3.80) có thể viết lại dưới dạng đơn giản:

$$\gamma e^{\alpha d} = 1 \quad (3.81)$$

Công thức (3.81) biểu thị điều kiện Townsend của sự phóng điện tự lực. Khi $\gamma e^{\alpha d} = 1$, thì số cặp ion $e^{\alpha d}$ được tạo bởi một thác electron trong khoảng phóng điện đủ lớn để các ion dương khi bắn

phá catôt có thể giải phóng một electron thứ cấp và nhờ đó tạo ra sự lặp lại quá trình phóng điện. Thành thử điều kiện $\gamma e^{ud} = 1$ xác định ngưỡng của sự phóng điện tự lực. Cần chú ý rằng lý thuyết Townsend chỉ thích hợp đối với một dạng phóng điện trong chất khí, đặc biệt là nó giúp ta giải thích khá rõ ràng quá trình chuyển từ sự phóng điện không tự lực sang sự phóng điện tự lực. Tuy vậy, lý thuyết đầy đủ, chính xác về sự phóng điện tự lực trong chất khí rất phức tạp và cho đến nay vẫn chưa hoàn chỉnh.

c) Định luật Paschen

Như ta đã biết, sự phóng điện tự lực chỉ bắt đầu xảy ra ở một điện thế nào đó gọi là điện thế nổ U_d (hay còn gọi là điện thế cháy). Dựa vào thực nghiệm, Paschen đã đưa ra định luật sau đây: *Đối với mỗi chất khí, nếu độ dài của khoảng phóng điện d và áp suất khí p biến đổi sao cho tích pd của chúng không thay đổi, thì độ lớn của hiệu điện thế cháy U_d giữ nguyên không thay đổi, nghĩa là*

$$U_d = f(pd) \quad (3.82)$$

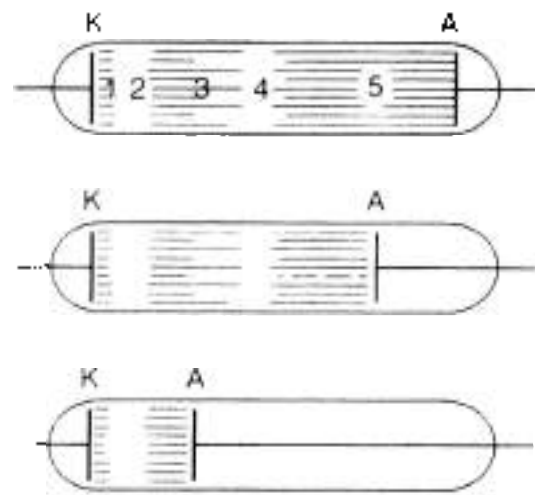
Định luật Paschen cho ta biết: nếu áp suất giảm đi bao nhiêu lần và khoảng cách giữa hai cực tăng lên bấy nhiêu lần thì điện thế nổ U_d đặt vào hai cực không thay đổi giá trị. Nhưng tại lại biết, trong điện trường đều thì $U_d = Ed$. Nếu $U_d = \text{const}$ thì khi d tăng E sẽ giảm. Thành ra khi áp suất chất khí thấp, thì chỉ cần tạo ra một cường độ điện trường nhỏ đã có thể duy trì sự phóng điện tự lực. Định luật Paschen có thể được giải thích đơn giản như sau: ở áp suất thấp, quãng đường tự do trung bình của electron lớn, do đó nó vẫn có thể thu được đủ năng lượng để ion hóa phân tử khí ngay cả khi điện trường tăng tốc có cường độ nhỏ tương ứng.

Các kết quả khảo sát ở trên giúp ta xem xét cụ thể các dạng phóng điện tự lực. Căn cứ vào hình dạng bề ngoài và vào những tính chất khác nhau của sự phóng điện tự lực, ta phân biệt và lần lượt khảo sát các dạng chính của sự phóng điện tự lực: sự phóng điện thành miền, sự phóng điện hồ quang, sự phóng điện hình tia và sự phóng điện quang.

4. Sự phóng điện thành miền. Tia catôt. Tia Anôt

a) Sự phóng điện thành miền

a) Sự phóng điện thành miền (hay còn gọi là sự phóng điện tách vùng) thường quan sát được trong những chất khí ở áp suất thấp. Lấy một ống thủy tinh dài 0,3 – 0,5m, trong đó có đựng một chất khí ở áp suất khoảng 0,1 – 0,01mmHg. Khi hiệu điện thế đặt vào hai cực A và K đạt giá trị “hiệu thế cháy” (khoảng vài trăm vôn) thì do ảnh của dòng điện đi qua ống, chất khí phát sáng, và ta phân biệt được những miền sáng



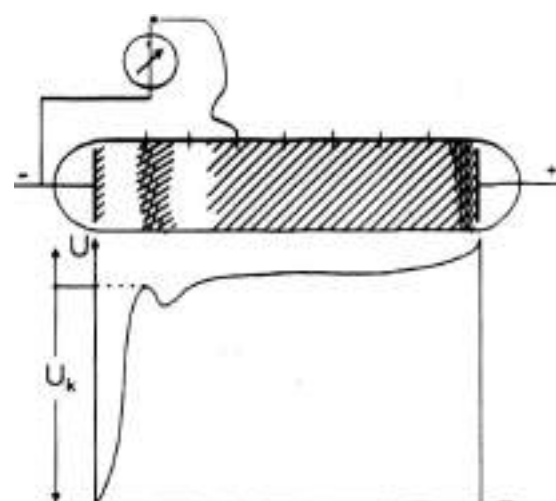
Hình 3.40

chủ yếu sau đây (H.3.40): Ngay ở catôt K có một lớp sáng yếu mỏng (1) gọi là *lớp sáng catôt (thứ nhất)*. Sau lớp sáng đó là một miền tối gọi là *miền tối Crookes (2)* (miền tối thứ nhất). Tiếp đến là miền sáng (3) gọi là *miền sáng catôt*, trong miền sáng này, cường độ sáng tập trung về phía catôt K và giảm dần về phía anôt A. Tiếp theo miền sáng catôt là một miền tối (4), gọi là *miền tối Fraday* (miền tối thứ hai). Sau đó là miền sáng (5) kéo dài mãi tới anôt A, gọi là *cột sáng anôt* (còn gọi là *cột sáng dương cực*). Trong nhiều trường hợp, cột sáng anôt có những lớp vân. Trong sự phóng điện thành miền, chỉ có hai miền quan trọng đặc biệt, là miền tối Crookes và miền sáng catôt, vì trong các miền đó có xảy ra những quá trình cần bản để duy trì dòng điện.

Nếu đưa anôt lại gần catôt thì tất cả những miền gần âm cực không có gì thay đổi mà chỉ có cột sáng anôt ngắn lại thôi. Nếu tiếp tục làm ngắn khoảng đó lại thì miền tối Fraday không còn nữa, tuy nhiên sự phóng điện vẫn tiếp tục như thường. Cho đến khi anôt tiến đến giới hạn giữa miền sáng catôt và miền tối Crookes thì sự phóng điện sẽ tắt.

b) Độ giảm điện thế catôt

Đặc trưng cho sự phóng điện thành miền là sự phân bố đặc biệt của điện thế dọc theo chiều dài của ống phóng điện (Hình 3.40a). Hình vẽ cho ta thấy: hầu hết sự giảm điện thế xảy ra trong miền tối Crookes được gọi là *độ giảm điện thế catôt* U_k . Thí nghiệm chứng tỏ rằng khi dòng phóng điện qua chất khí không lớn lắm thì U_k không phụ thuộc cường độ dòng điện, và ta có trường hợp phóng điện thành miền bình thường, độ giảm điện



Hình 3.40a

thế catôt trong trường hợp này gọi là *độ giảm điện thế bình thường*. Khi đó sự biến thiên của cường độ dòng điện chỉ làm thay đổi diện tích của lớp vệt sáng trên catôt, diện tích lớp sáng này tăng khi cường độ dòng điện tăng lên. Nhưng khi cường độ dòng điện tăng đến một giá trị nào đó thì lớp sáng bao phủ toàn bộ mặt catôt và độ giảm điện thế catôt bắt đầu tăng theo cường độ dòng điện. Từ đó bắt đầu giai đoạn phóng điện thành miền bất bình thường và độ giảm điện thế catôt trong trường hợp này được gọi là *độ giảm điện thế bất bình thường*.

Độ giảm điện thế catôt bình thường phụ thuộc vào vật liệu làm catôt, vào bản chất của chất khí, và tỉ lệ với công thoát electron từ catôt ra. Vì vậy muốn cho U_k nhỏ người ta dùng các kim loại làm catôt có công thoát bé. Thường dùng catôt có phủ bên ngoài một lớp thori, bari hay xêdi.

c) Giải thích sự phóng điện thành miền

Để tìm hiểu nguyên nhân vì sao trong ống phóng điện lại có từng miền như vậy, ta có thể hình dung quá trình xảy ra trong ống như sau. Nhờ hiệu điện thế đủ lớn giữa hai cực, các ion và electron tự do có sẵn trong chất khí, dù là có ít, được tăng tốc trên quãng đường tự do trung bình khá dài của nó (do áp suất chất khí thấp), và

nhận được năng lượng đủ lớn để làm ion hóa phân tử khí khi va chạm, tạo ra những ion mới; do đó bắt đầu có dòng điện truyền qua trong ống. Sau đó thì độ giảm điện thế catôt có tác dụng quan trọng: các ion dương được tạo ra nhờ kết quả của sự ion hóa do va chạm (trong miền sáng catôt và trong cột sáng anôt), chuyển động về catôt và, khi đi qua miền có độ giảm điện thế catôt, chúng thu được năng lượng đáng kể rồi đến đập vào catôt. Do tác dụng bắn phá mạnh của các ion dương chuyển động nhanh đó mà các electron thứ cấp bật ra khỏi mặt catôt và chuyển động về anôt. Sự phát xạ electron thứ cấp này xảy ra cũng còn do hiệu ứng quang điện gây ra bởi những bức xạ xuất hiện trong khí phóng điện. Những electron thứ cấp đó lại được tăng tốc mạnh ở vùng có độ giảm điện thế catôt, và, do đó khi va chạm với các phân tử khí, chúng ion hóa các phân tử khí. Kết quả là lại làm xuất hiện những ion dương; các ion này, đến lượt chúng, lại trở về catôt, làm phát sinh thêm những electron thứ cấp mới, và, quá trình cứ tiếp diễn như thế. Như vậy quá trình cần bàn để duy trì sự phóng điện là: *sự ion hóa trong thể tích chất khí do va chạm của electron và sự phát xạ electron thứ cấp ở catôt.*

Miền tối Crookes được hình thành là do các electron từ catôt đi ra không phải là đã va chạm ngay lập tức với các phân tử khí mà chúng chỉ bắt đầu va chạm từ một khoảng cách nào đó đối với âm cực. Chiều rộng của miền tối Crookes xấp xỉ bằng quãng đường tự do trung bình của electron, *quãng đường này tăng khi áp suất chất khí giảm.* Như vậy là, trong miền tối Crookes trên thực tế, các electron chuyển động không va chạm.

Miền sáng catôt là miền trong đó có xảy ra những va chạm mạnh nhất của electron với các phân tử khí. Năng lượng mà electron truyền cho phân tử khí trong miền này khi va chạm không dân hồi sẽ gây ra sự ion hóa hay sự kích thích phân tử khí, ánh sáng xuất hiện trong miền này là kết quả của sự kích thích ấy. Sự ion hóa chất khí trong miền này tạo ra những ion dương cần thiết để duy trì sự phóng điện. Vì vậy khi ta rút ngắn khoảng cách giữa các cực lại cho đến khi không còn miền sáng này nữa thì sự phóng điện sẽ ngừng lại.

Trong miền tối Faraday, các electron thứ cấp từ catôt đi đến

miền tối bị giảm vận tốc do va chạm với các phân tử khí, còn những electron mới sinh ra do sự ion hóa trong miền catốt chỉ mới bắt đầu lấy đà trong điện trường để tăng tốc. Vì vậy chúng chưa tích lũy đủ năng lượng để *kích thích phân tử khí*, ra, do đó không gây ra sự *phát quang*. Trong miền này các electron di chuyển về anốt với vận tốc bé hơn vận tốc trong miền tối Crookes.

Sự phân bố mật độ ion dương và electron trong các miền của ống rất không đều. Vì ion dương chuyển động rất chậm so với electron, cho nên ở gần catốt mật độ ion dương rất lớn so với mật độ electron. Như vậy gần catốt xuất hiện điện tích không gian dương rất lớn, do đó gây ra sự giảm điện thế lớn ở catốt. Ngược lại, trong cột sáng anốt thì mật độ ion dương và electron gần bằng nhau, cho nên ở đó không có điện tích không gian. Vì trong cột sáng anốt, mật độ electron lớn, nên cột sáng anốt có tính dẫn điện tốt và, do đó, độ giảm điện thế ở đó rất nhỏ. Trong cột sáng anốt có xảy ra sự kết hợp rất mạnh của ion dương với electron, tạo thành phân tử trung hòa. Chính do quá trình kết hợp này mà có tỏa ra năng lượng dưới dạng photon, nghĩa là làm cho cột sáng anốt phát sáng.

d) Ứng dụng các hiện tượng phóng điện thành miền

Hiện tượng phóng điện thành miền được ứng dụng rộng rãi để tạo nên những nguồn sáng, thường gọi là *đèn ống*. Trong loại đèn ống phát sáng ban ngày thì sự phóng điện thường xảy ra trong hơi thủy ngân. Bức xạ của hơi thủy ngân được hấp thu bởi những chất huỳnh quang quét ở mặt trong của đèn ống, chất này, sau khi hấp thụ những bức xạ đó, lại phát ra ánh sáng trông thấy được gần như ánh sáng ban ngày.

e) Tia catốt

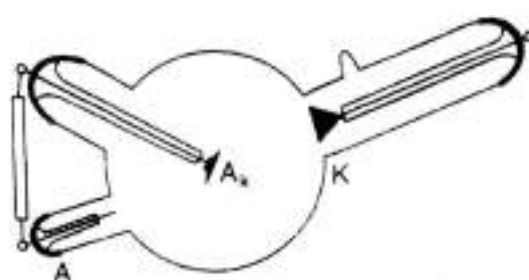
Trong sự phóng điện thành miền các electron bay ra khỏi catốt do tác dụng bắn phá của các ion dương. Trong khoảng tối catốt các electron này chuyển động không bị va chạm, thành ra ở đây ta có dòng electron chuyển động tự do trong chân không.

Dòng electron trong chân không được Crookes khám phá đầu tiên vào cuối thế kỉ 19 trong khi nghiên cứu sự phóng điện thành

miền, được gọi là tia catôt (hay tia âm cực). Mặc dù tia catôt không có gì khác một dòng electron chuyển động nhanh mà ta có thể nhận được, chẳng hạn, nhờ sự phát xạ nhiệt electron hoặc bằng các phương pháp khác, nhưng cho đến nay thuật ngữ này thường chỉ được dùng cho trường hợp electron phát xạ catôt lạnh trong sự phóng điện thành miền.

Khi giảm áp suất chất khí trong ống, thì quãng đường tự do trung bình của electron tăng, do đó khoảng tối âm cực mở rộng ra. Với áp suất khoảng $0,01 - 0,001 \text{ mmHg}$ (tùy thuộc vào kích thước của ống) miền tối catôt chiếm đầy ống, khi đó sự phát quang trong ống hoàn toàn mất nhưng lại xuất hiện ánh sáng ở thành thủy tinh đối diện với catôt do sự hãm phanh của các electron trong chùm tia catôt gây ra. Nếu tiếp tục giảm áp suất cho đến khi miền catôt chuyển thành anôt thì sự phóng điện thành miền chấm dứt, khi đó tia catôt cũng mất đi và sự phát quang trên thành ống cũng mất theo.

Một ứng dụng quan trọng nhất trong kĩ thuật của tia âm cực là dùng nó để tạo ra tia rơnghen. Ống rơnghen gồm một cực âm K và hai cực dương A và A_k (H.3.41) đặt trong một ống chứa khí ở áp suất thấp. Cực dương A khai xạ cực âm và ở trong miền sáng catôt, nhờ đó có thể bảo đảm cho sự phóng điện thành miền được duy trì. Cực dương A_k gọi là *đối âm cực* (*đối catôt*), đặt trong miền tối Crookes rất gần cực âm, sao cho những electron phát ra từ cực âm đến hội tụ trên mặt phẳng của nó. Tia rơnghen phát sinh khi các electron bị hãm lại ở đối âm cực, khi đó động năng của electron biến đổi thành năng lượng điện từ.

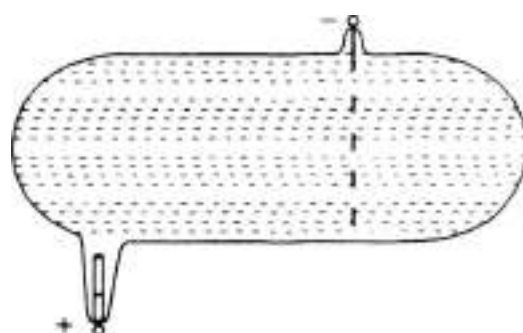


Hình 3.41

Tia rơnghen truyền đi mọi phương và có thể qua thành ống ra ngoài. Tia rơnghen là một loại sóng điện từ tương tự như sóng ánh sáng, nhưng có bước sóng nhỏ hơn nhiều.

f) Tia anôt

Ta biết rằng trong sự phóng điện thành miền, cực âm bị những ion dương của chất khí oanh tạc dữ dội. Vì vậy, nếu cực âm có những lỗ hổng thì một phần các ion dương đó khi đến cực âm sẽ đi qua những lỗ hổng ấy và đi vào khoảng không gian ở đằng sau cực âm. Những ion dương ấy tạo thành những tia sáng lơ mờ phía sau cực âm gọi là *tia anôt* (hay *tia cực cực*) (H. 3.42).



Hình 3.42

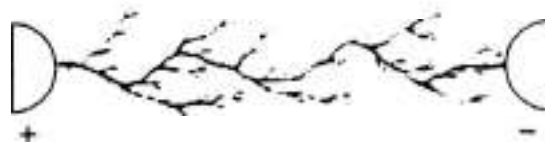
Tia anôt giống như tia catôt, cũng gây ra ánh sáng huỳnh quang trên thủy tinh và trên nhiều chất khác.

Sự có mặt tia catôt và tia anôt là một bằng chứng chắc chắn cho sự đúng đắn của những giả thiết về các quá trình xảy ra trong sự phóng điện thành miền. Tia catôt chứng tỏ rằng có sự phát xạ electron thứ cấp khá mạnh ở âm cực, còn tia anôt chứng tỏ rằng âm cực thực tế bị oanh tạc dữ dội bởi những ion dương của chất khí.

5. Sự phóng điện hình tia. Sét

a) Sự phóng điện hình tia

+ Trong sự phóng điện thành miền, ta đã thấy: với hiệu điện thế không lớn, sự phóng điện bắt đầu xảy ra khi giam áp suất chất khí giữa hai điện cực đến một giá trị nào đó. Bây giờ nếu áp suất chất khí giữa hai điện cực bằng áp suất khí quyển, ta tăng dần hiệu điện thế giữa hai cực và giá trị điện trường giữa hai điện cực là đều (hoặc gần đều). Khi hiệu điện thế giữa hai điện cực đạt đến một giá trị nào đó ta thấy xuất hiện *tia lửa điện*. Tia lửa điện xuyên qua



Hình 3.43

khoảng không gian phóng điện rất nhanh rồi tắt, song lại xuất hiện tia lửa khác. Ta thấy một mạch lửa nhỏ và rất sáng nối liền hai điện cực, thường có dạng dịch dắc và có nhiều nhánh (H.3.43).

Do hình dạng như vậy nên ta gọi đó là sự phóng điện hình tia, ánh sáng của tia lửa là kết quả của những quá trình ion hoá. Kèm theo tia lửa có tiếng nổ gây ra bởi sự tăng áp suất (đến hàng trăm atmôtphe) do sự đốt nóng chất khí (đến 10.000°C) ở chỗ xảy ra sự phóng điện. Tia lửa điện phát sinh khi cường độ điện trường trong chất khí đạt tới giá trị tới hạn E_k gọi là *cường độ điện trường nổ*. Cường độ điện trường nổ phụ thuộc vào chất khí và trạng thái của nó. Đối với không khí trong điều kiện thường $E_k \approx 3 \cdot 10^6 \text{V/m}$. Cường độ điện trường nổ E_k tăng cùng với sự tăng áp suất chất khí. Ta có thể thấy rõ điều này nhờ định luật Paschen. Theo định luật này, điện thế U_d tăng khi tích $p \cdot d$ tăng. Nếu ta lấy khoảng cách phóng điện d không đổi thì khi p tăng, U_d sẽ tăng. Kết quả là cường độ điện trường nổ $E_k = \frac{U_d}{d}$ tăng tỉ lệ với áp suất p (trong một giới hạn khá rộng rãi).

Ở một áp suất không đổi, ta có thể đạt tới E_k bằng cách giảm khoảng cách giữa hai cực. Hiệu điện thế đặt vào hai cực càng lớn thì khoảng cách giữa chúng để bắt đầu xảy ra sự phóng điện hình tia càng lớn. Dựa trên cơ sở đó, người ta chế tạo ra các *vôn kế tia lửa* để đo những hiệu điện thế rất cao (đến vài trăm kilôvôn). Vôn kế tia lửa gồm hai quả cầu kim loại đặt cách điện, khoảng cách giữa chúng có thể thay đổi và được đo một cách chính xác. Các quả cầu được nối với hiệu điện thế cần đo. Ta đưa hai quả cầu lại gần nhau cho đến khi bắt đầu có tia lửa điện. Biết khoảng cách này ta xác định được hiệu điện thế cần đo.

Khi có một tác nhân ion hoá, thì cường độ điện trường nổ sẽ giảm. Nếu trên một khoảng cách nào đó choán đầy khí, có một hiệu điện thế nhỏ hơn điện thế nổ một ít, ta đưa vào đó một ngọn lửa thì sự phóng điện hình tia sẽ bắt đầu. Điều này cũng sẽ xảy ra nếu ta chiếu vào đó tia tử ngoại hoặc sử dụng các tác nhân ion hóa khác.

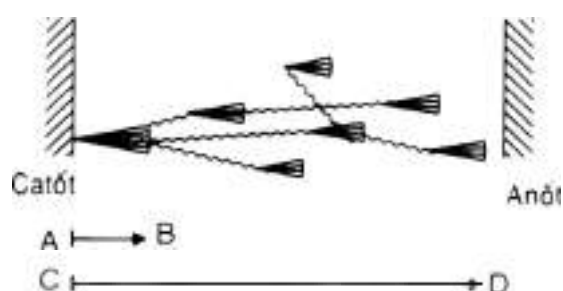
+ Bây giờ ta hãy xét xem những quá trình gì đã xảy ra khi có sự phóng điện hình tia. Để giải thích sự phóng điện hình tia, một

cách tự nhiên chúng ta nghĩ ngay đến những quá trình can bản dẫn đến sự phóng điện tự lực phù hợp với thuyết Townsend. Đó là sự ion hóa do va chạm của electron trong thể tích chất khí, sự ion hóa gây ra do va chạm của các ion dương trong thể tích chất khí và do sự bắn phá của chúng lên mặt catốt. Tuy nhiên những quá trình đó chưa đủ để giải thích một số đặc điểm của sự phóng điện hình tia, chẳng hạn như vấn đề tốc độ phát triển của tia lửa điện. Nếu giả sử rằng trong sự phóng điện hình tia, vai trò của sự ion hóa do các ion dương là quan trọng thì thời gian phát triển của tia lửa ít ra cũng phải cùng bậc với thời gian dịch chuyển của ion từ anốt tới catốt. Các tính toán cho thấy rằng thời gian dịch chuyển các ion đến các cực lớn hơn thời gian phát triển tia lửa điện (khoảng vài bậc), xác định được bằng dao động ki điện tử trong các phép đo thực nghiệm.

Tốc độ phát triển nhanh chóng của các tia lửa điện cũng như các đặc điểm khác của sự phóng điện hình tia đã được giải thích bằng *thuyết Xtrime*. Thuyết này hiện nay đã được thực nghiệm xác minh một cách chắc chắn. Theo thuyết đó, thì *sự ion hóa do bức xạ* có một vai trò quan trọng trong việc tạo thành tia lửa điện. Sự ion hóa do bức xạ, cùng với sự ion hóa do va chạm tạo thành những *tập hợp hạt bị ion hóa* gọi là *những xtrime*. Các xtrime làm thành những chiếc cầu dẫn điện rất tốt xuyên qua không khí giữa các điện cực. Sơ đồ phát triển của một xtrime từ catốt được vẽ trên hình 3.43a. Trên hình đó, ta vẽ các thác electron có dạng hình chóp. Thác electron phát sinh ở đỉnh hình chóp và phát triển từ catốt sang anốt. Những đường hình sóng biểu diễn những bức xạ phát xuất từ những miền ion hóa cao, truyền đi với vận tốc 300.000km/s. Điều đáng chú ý trên sơ đồ này là ngoài các thác electron sinh ra trực tiếp gần catốt, còn có những electron khác mới được tạo thành, trên một khoảng cách khá xa các đỉnh của thác đầu tiên. Những thác electron mới phát sinh là do có sự xuất hiện các electron trong thể tích chất khí dưới tác dụng ion hóa của bức xạ. Các bức xạ này xuất phát từ những thác electron được tạo thành trước đó. Trong quá trình phát triển của mình, các thác electron đuổi kịp nhau, trộn lẫn vào nhau, kết quả là làm xuất hiện một mạch dẫn điện rất tốt. Trên hình 3.43a ta thấy rằng do sự xuất hiện nhiều thác electron, mà quang đường CD do

xtrime đi được lớn hơn rất nhiều so với quãng đường AB do thác electron đầu tiên đi được.

Song song với các xtrime phát triển từ catốt sang anốt mà ta vừa khảo sát trên (gọi là xtrime anốt) còn xuất hiện những xtrime đi từ anốt đến catốt (gọi là xtrime dương).

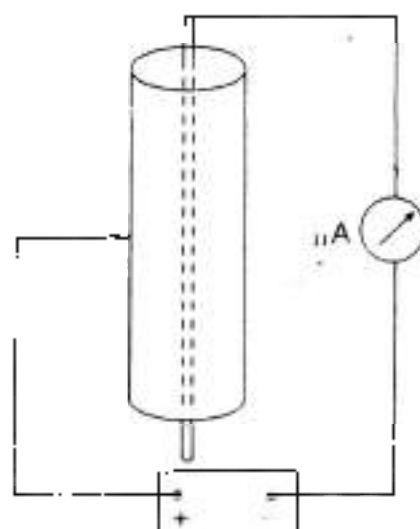


Hình 3.43a

Sau khi xtrime đã nối liền hai cực với nhau, thì từ catốt phát ra một luồng electron mạnh chạy qua chất khí dọc theo mạch dẫn điện hẹp đó của xtrime. Khi đó trong mạch hẹp tỏa ra một nhiệt lượng lớn và nhiệt độ không khí ở đó tăng lên rất cao. Nhiệt độ cao này là nguyên nhân căn bản của sự ion hóa chất khí trong tia lửa điện ở những giai đoạn sau. Độ ion hóa chất khí trong mạch tia lửa điện rất lớn, có thể gần đến 100%.

b) Sự phóng điện quầng

Ở áp suất tương đối cao (áp suất khí quyển chẳng hạn) khi hiện tượng phóng điện xảy ra trong điện trường không đều người ta quan sát thấy sự phóng điện quầng (thay phóng điện hoa). Để có một điện trường đều, ta có thể dùng một ống phóng điện mà một điện cực có diện tích rất bé, còn một điện cực có diện tích lớn. Chẳng hạn, phóng điện quầng có thể dễ dàng xảy ra giữa một dây dẫn mảnh đặt trong một bình trụ kim loại có bán kính lớn hơn rất nhiều so với bán kính của dây (H 3.44).



Hình 3.44

Càng gần dây dẫn, các đường sức điện trường càng sát nhau, do đó cường độ điện trường ở gần dây dẫn là lớn nhất. Khi

cường độ điện trường đó đạt đến giá trị khoảng 3.10^6V/cm (ở áp suất khí quyển và ở nhiệt độ bình thường) thì giữa dây dẫn và hình trụ bắt đầu xảy ra sự phóng điện. Khi đó, ta thấy vùng xung quanh dây dẫn sáng lên. Vệt sáng đó có dạng một quầng tròn bao quanh dây dẫn, vì vậy người ta gọi hiện tượng phóng điện này là *sự phóng điện quầng*.

Ngoài ra thí nghiệm còn chứng tỏ rằng khi một hoặc cả hai điện cực có độ cong rất lớn thì có thể xuất hiện quầng ở một điện cực, hoặc ở cả hai điện cực, và vì vậy tùy theo dấu điện tích của điện cực tạo ra quầng của người ta còn phân biệt *quầng dương và quầng âm*.

Khi tiếp tục tăng hiệu thế lên nữa thì sự phóng điện quầng chuyển thành sự phóng điện hình tia hay sự phóng điện hồ quang; điều đó có nghĩa là có sự chuyển tiếp giữa ba dạng phóng điện này ở áp suất khí quyển.

Trong kĩ thuật điện cao thế, phải để ý đến sự phóng điện quầng. Khi xảy ra sự phóng điện quầng, không khí bao quanh dây dẫn điện cao thế bị ion hóa rất mạnh và gây ra dòng điện rò rất có hại. Để tránh sự phóng điện quầng dây dẫn điện cao thế phải có đường kính lớn, điện thế càng cao thì đường kính dây dẫn cao thế càng phải lớn.

c) Sét

+ Sét là một tia lửa điện khổng lồ. Bản chất của sét đã được chứng thực bởi các thí nghiệm của Franklin, Lomonosov và Richman. Lomonosov đã nhận thấy rằng ở lớp khí quyển gần mặt đất luôn luôn tồn tại một điện trường và điện trường đó tăng lên rất mạnh trước mỗi cơn giông. Khi không có cơn giông điện trường trong lớp khí quyển thấp hướng từ trên xuống dưới (mặt đất tích điện âm) và cường độ điện trường vào khoảng 100V/m . Nguyên nhân làm cho điện trường đó tăng mạnh trước mỗi cơn giông là như sau: Dòng không khí bốc lên cao có vận tốc $8 - 10 \text{m/s}$ làm vỡ các hạt nước; những hạt nhỏ nhất, riêng biệt sẽ tích điện âm, được mang đến và phân bố trong khắp đám mây, còn những nhóm hạt nước lớn hơn thì tích điện dương và tiếp tục cùng với luồng không khí bay lên thẳng, lên trên

đến chỗ cao nhất mà luồng không khí có thể đạt tới. Trên hình 3.45 là ảnh chụp tia lửa sét đánh vào cây cao 20m.



Hình 3.45

+ Tia lửa - sét là sự phóng điện giữa đám mây với đất hoặc giữa các đám mây, khi điện trường giữa chúng đủ mạnh. Cường độ dòng điện trong sét rất lớn, có thể tới 10.000 - 50.000A và hiệu điện thế giữa đám mây và đất trước lúc phát sinh ra sét đạt tới $10^8 - 10^9V$. Sét là tia lửa hẹp độ 20 - 30cm, còn chiều dài có thể tới hàng chục km. Trong dải hẹp đó, một áp suất rất cao của chất khí được tạo thành, áp suất đó gây nên sự nổ sau khi sét đánh, do đó sinh ra sấm.

Tia lửa - sét, nói chung, tương tự như những tia lửa điện tạo ra trong các phòng thí nghiệm. Tuy nhiên nó cũng có những đặc điểm riêng. Chẳng hạn các tia lửa điện trong những điều kiện bình thường bắt đầu xảy ra khi cường độ điện trường $E_c = 3.10^6V/m$, còn cường độ điện trường để xảy ra sét trong các cơn mưa giông thấp hơn nhiều và nói chung không vượt quá $2 - 4.10^5V/m$. Sự giảm thấp cường độ điện trường nổ như vậy cũng quan sát được trong sự phóng điện hình tia thực hiện trong phòng thí nghiệm trên khoảng phóng điện dài (khoảng 10m).

- Sét có thể gây ra nhiều thiệt hại cho nhà cửa, công trình kiến trúc và có khi nguy hiểm đến tính mạng con người. Vì vậy, cần có các thiết bị chống sét cho các công trình, các đường dây cao thế, các đường dây thông tin liên lạc v.v.. Một trong các thiết bị chống sét để bảo vệ các công trình là *cột thu lôi*. Đó là một cột kim loại nhọn được nối cẩn thận với đất và được gắn chặt lên chỗ cao nhất của công trình cần được bảo vệ. Cột thu lôi có thể bảo vệ cho một

diện tích rộng xung quanh cột và, theo thông kê, thì tác dụng của cột thu lôi được mở rộng trên một khoảng gấp chừng hai lần chiều cao của cột. Tác dụng chống sét của cột thu lôi dựa trên hiện tượng rò điện từ mũi nhọn (xem chương II).

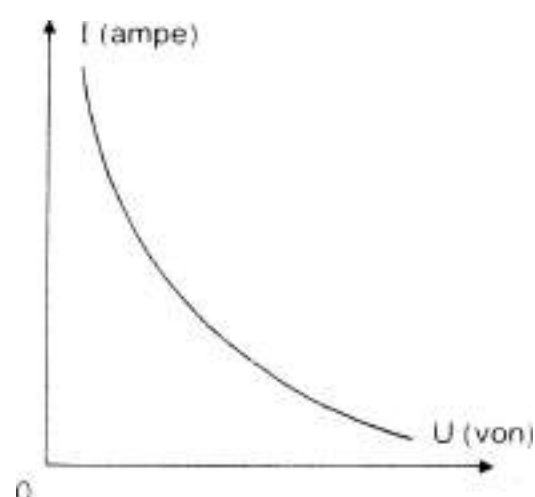
6. Sự phóng điện hồ quang

a) Nếu sau khi có sự phóng điện hình tia, ta giảm dần điện trở của mạch thì cường độ dòng điện tăng lên. Khi điện trở nhỏ đến một mức nào đó thì sự phóng điện sẽ chuyển từ dạng không liên tục sang liên tục, khi đó ta có một hình thức khác của sự phóng điện trong chất khí gọi là *hồ quang điện*. Sự phóng điện hình tia chuyển sang giai đoạn phóng điện hồ quang khi dòng điện tăng đột ngột (có thể đến hàng trăm ampe), còn hiệu điện thế ở khoảng không gian phóng điện giảm xuống còn mấy chục vôn. Điều đó chứng tỏ rằng trong sự phóng điện đã phát sinh những quá trình mới, tạo cho chất khí trong khoảng phóng điện có độ dẫn điện rất lớn. Có thể tạo ra hồ quang điện bằng hiệu điện thế thấp mà không qua giai đoạn phóng điện hình tia. Muốn vậy, ta cho hai điện cực tiếp xúc với nhau và khi chỗ tiếp xúc đã nóng lên (do hiệu ứng Joule) ta tách hai điện cực ra xa nhau một chút, khi đó ta sẽ được hồ quang điện. Bằng cách này, làm thí nghiệm với hai thanh than và một bộ pin, năm 1802, Petrov là người đầu tiên đã phát hiện ra hồ quang điện. Giữa hai thanh than có một cột khí sáng chói, các đầu than nóng đỏ và phát ra ánh sáng chói lòa.

Hồ quang hoạt động càng lâu thì thanh than cực âm (catốt), càng nhọn dần và miệng thanh than làm cực dương (anốt) càng lõm vào, tạo thành một cái hố gọi là *miệng hồ quang*. Ở áp suất khí quyển, nhiệt độ miệng hồ quang lên tới 4.000°C và ở áp suất cao (khoảng 1.000 at) nó có thể lên tới 10.000°C do anốt bị bắn phá bởi chùm electron mạnh. Do bị các ion dương tới bắn phá, catốt có nhiệt độ thấp hơn; ở áp suất khí quyển, nhiệt độ của nó vào khoảng 3.500°C . Trong hồ quang điện xảy ra giữa các điện cực kim loại, có sự bay hơi kim loại rất nhanh làm tỏa mất nhiều nhiệt lượng, vì thế nhiệt độ thấp hơn so với ở hồ quang với cực than ($2.000^{\circ}\text{C} - 2.500^{\circ}\text{C}$).

b) Theo lý thuyết của Mitkevitch (1905) thì nguyên nhân làm

hệ quang dẫn điện tốt và sự phát xạ nhiệt electron ở catốt (nhờ nhiệt độ cao của nó) và sự ion hóa các phân tử khí do nhiệt (nhờ nhiệt độ cao của khối khí ở khoảng không gian giữa hai cực). Trong sự phóng điện hồ quang những quá trình phóng điện thành miền được tăng cường thêm bởi sự phát xạ nhiệt electron làm cho miền gần ở catốt giàu thêm electron. Do đó trong miền ấy các điện tích dương trong không gian giảm hết đi, dẫn đến sự giảm đi của độ giảm điện thế catốt và làm tăng thêm độ dẫn điện tổng cộng của khoảng không gian phóng điện. Đường đặc trưng vôn - ampe của hồ quang như ở hình 3.46a.



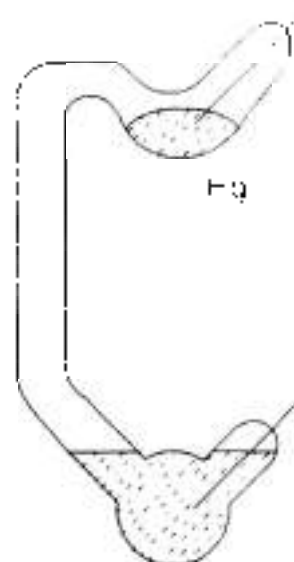
Hình 3.46a

Thực nghiệm chứng tỏ rằng hồ quang điện xuất hiện trong mọi trường hợp khi, do đốt nóng catốt, sự phát xạ nhiệt electron trở thành nguyên nhân chính của sự ion hóa chất khí. Chẳng hạn, trong sự phóng điện thành miền, các ion dương bắn phá catốt không phải chỉ sinh ra sự phát xạ electron thứ cấp mà còn đốt nóng catốt nữa. Vì vậy, nếu tăng cường độ dòng điện trong sự phóng điện thành miền thì nhiệt độ tăng lên và khi nhiệt độ ấy đạt đến một giá trị nào đó khiến cho bắt đầu có sự phát xạ nhiệt electron đáng kể thì sự phóng điện thành miền biến thành phóng điện hồ quang, và, khi đó, độ giảm điện thế catốt biến mất. Nếu catốt trong ống phóng điện thành miền là một dây xoắn được đốt nóng bằng một dòng điện phụ thì sự phóng điện thành miền cũng biến thành sự phóng điện hồ quang. Như vậy, hồ quang điện cũng có thể xảy ra ở áp suất thấp (khoảng vài mmHg).

c) Ngoài loại hồ quang xét trên đây gọi là hồ quang catốt nóng, còn có hồ quang catốt lạnh.

Chẳng hạn như trường hợp đèn hồ quang thủy ngân hình 3.46b

trong đó hai cực là những bầu thủy ngân và chất khí trong bình cũng là hơi thủy ngân. Vì nhiệt độ của các điện cực trong trường hợp này không quá vài trăm độ, cho nên sự phát xạ nhiệt electron đóng vai trò không đáng kể. Nguyên nhân của sự phóng điện trong đèn là như sau. Khi chuyển từ giai đoạn phóng điện thành miền bất bình thường thành giai đoạn phóng điện hồ quang, do có những ion dương tập trung cao độ cạnh catốt (cách catốt một khoảng $10^{-5} - 10^{-6}$ cm), cho nên



Hình 3.46

với độ giảm điện thế ở gần catốt không lớn (khoảng vài chục vôn) thì ở khoảng không gian gần catốt cũng đã có một điện trường có cường độ lớn (khoảng $10^6 - 10^8$ V/m).

Cường độ điện trường này đủ để gây ra sự tự phát xạ electron làm bật những electron từ catốt. Vậy nguyên nhân cơ bản của sự phóng điện trong hồ quang thủy ngân là sự tự phát xạ electron (hay sự phát xạ electron catốt lạnh).

Trong sự phóng điện hồ quang catốt lạnh, người ta quan sát thấy trên mặt catốt có một vết sáng nhỏ sáng chói chuyển động liên tục và lộn xộn trên mặt catốt. Người ta gọi đó là *vết sáng catốt*. Các công trình nghiên cứu đã chứng tỏ rằng cường độ tự phát xạ electron phân bố không đều trên mặt catốt mà tập trung vào vết sáng catốt. Vì vậy vết sáng catốt là nguồn phát xạ electron mạnh. Mật độ dòng điện trong vết sáng catốt lớn và đạt đến $10^{10} - 10^{11}$ A/m².

b) Ứng dụng của sự phóng điện hồ quang

- Người ta sử dụng đèn hồ quang thấp sáng dưới áp suất cao gọi là đèn hồ quang áp suất siêu cao, trong đó sự phóng điện hồ quang trong các đèn này xảy ra trong hơi thủy ngân, ở áp suất gần 100 atmôphe, hoặc trong khí trơ dưới áp suất lớn (vài chục atmôphe). Hồ quang được mồi bằng sự phóng điện từ nguồn cao thế

- Nhờ cơ nhiệt độ cao nên hồ quang được sử dụng rộng rãi vào chế hàn và cắt kim loại, cũng như để tạo ra những lo điện hồ quang. Các lo này đóng vai trò quan trọng trong ngành luyện kim hiện đại.

Hồ quang thủy ngân là một nguồn tia tử ngoại mạnh, vì thế nó được dùng trong y học và trong nghiên cứu khoa học. Trong trường hợp này ống đèn phải làm bằng thạch anh hoặc bằng thủy tinh đặc biệt có khả năng cho các bức xạ tử ngoại đi qua dễ dàng.

- Sự phóng điện hồ quang trong hơi thủy ngân ở áp suất thấp với catốt thủy ngân còn được dùng làm đèn chính lưu thủy ngân để chỉnh lưu dòng điện xoay chiều (có tính chất như diốt điện tử, hoặc diốt bán dẫn).

7. Sơ lược về plaxma

Trong một vài dạng phóng điện tự lực, ta thấy chất khí bị iôn hóa mạnh, trong đó mật độ electron xấp xỉ bằng mật độ iôn dương. Trạng thái khí như vậy được gọi là *plaxma* (electron - iôn, hay gọi tắt là *plaxma*). Như vậy, plaxma là môi trường bị iôn hóa cao độ, và về phương diện vi mô, plaxma trung hoà về điện. Trong ống phóng điện thành miền, plaxma được tạo ra trong cột sáng dương cực, còn trong sự phóng điện thành tia, plaxma được tạo ra trong dương phóng điện chính. Plaxma phát sinh nhờ sự iôn hóa chất khí dưới tác dụng của điện trường được gọi là *plaxma phóng điện qua khí* thay còn gọi là *plaxma bất đẳng nhiệt*).

Như ta đã biết, chất khí có thể bị iôn hóa do đốt nóng. Bất kỳ chất nào ở nhiệt độ đủ thấp cũng có thể là ở thể rắn, và khi nhiệt độ tăng lên, nó lần lượt chuyển sang thể lỏng, thể khí và sau cùng đến một nhiệt độ đủ cao nó sẽ trở thành plaxma. Vì thế người ta nói rằng plaxma là trạng thái thứ tư của chất ngoài ba trạng thái mà chúng ta vốn quen thuộc là rắn, lỏng và khí. Plaxma phát sinh do chất khí bị đốt nóng cao độ được gọi là *plaxma nhiệt độ cao* (hay *plaxma đẳng nhiệt*). Plaxma trong cột sáng dương cực là plaxma bất đẳng nhiệt, còn plaxma trong các tia lửa điện là plaxma đẳng nhiệt. Trong lòng Mặt Trời và các vì sao, nhiệt độ tại đó tới hàng chục triệu độ, các chất đều ở trạng thái plaxma. Đó cũng là plaxma đẳng nhiệt. Các lớp khí quyển trên cao iôn hóa mạnh bởi các tia Mặt Trời cũng là plaxma

(ta gọi lớp đó là tầng điện li).

b) Bây giờ ta hãy xét một số đặc điểm chính của plasma

- Trước hết, ta thấy mật độ các phần tử tải điện trong *plasma* rất lớn, vì thế *plasma* là môi trường dẫn điện tốt. Hơn nữa, vì mật độ êlectrôn và mật độ ion dương trong *plasma* như nhau, nên trong *plasma* không có điện tích không gian (mật độ điện tích không gian bằng không). Vì độ linh động của êlectrôn, như ta đã biết, lớn hơn độ linh động của ion khoảng ba bậc, cho nên dòng điện trong *plasma* chủ yếu là dòng các êlectrôn. Như vậy, về phương diện dẫn điện, *plasma* gần giống kim loại. Đến đây ta càng hiểu rõ thêm vì sao ở cột sáng dương cực lại có độ giảm điện thế rất nhỏ.

- Nếu đặt *plasma* vào trong điện trường thì trong *plasma* có xuất hiện dòng điện và có sự toa nhiệt

Khi đó, do có độ linh động lớn, các êlectrôn thoát đầu nhận năng lượng của điện trường, sau đó chúng truyền năng lượng này cho ion khi va chạm. Tuy nhiên, khi va chạm, do êlectrôn có khối lượng quá nhỏ so với ion (ít nhất là 1.840 lần) nên nó không truyền toàn bộ năng lượng cho ion mà chỉ truyền một phần. Dưới áp suất thấp, khi số va chạm là nhỏ thì kết quả trên đây dẫn tới động năng trung bình của các êlectrôn lớn hơn động năng trung bình của ion, nghĩa là, nói một cách khác, nhiệt độ của khí êlectrôn trong *plasma* cao hơn nhiệt độ khí ion. Nhiệt độ này có thể đo bằng các phương pháp gián tiếp. Các phép đo này cho biết, chẳng hạn, trong cột sáng dương cực của ống phóng điện thành miền, với áp suất 0,1 mmHg, nhiệt độ êlectrôn có thể lên tới 50.000°C hoặc cao hơn nữa, trong khi đó nhiệt độ khí ion không vượt quá vài trăm độ. Chính vì có sự chênh lệch giữa nhiệt độ của khí êlectrôn và nhiệt độ của khí ion nên người ta gọi *plasma* trong cột sáng dương cực là *plasma* bất đẳng nhiệt. Khi áp suất tăng, số va chạm tăng lên và sự trao đổi nhiệt giữa êlectrôn và ion cũng nhiều hơn, do đó sự chênh lệch nhiệt độ giữa chúng cũng giảm. ở áp suất cao, các êlectrôn và ion có nhiệt độ như nhau và khi đó ta có *plasma* đẳng nhiệt. Ta luôn luôn có *plasma* đẳng nhiệt khi ion hóa chất khí nhờ nhiệt độ cao như đã nói ở trên.

- Trong kim loại, số êlectrôn tự do không phụ thuộc vào độ lớn

của cường độ điện trường. Cường độ điện trường càng lớn thì vận tốc trung bình của electron càng lớn. Cường độ dòng điện phụ thuộc tuyến tính vào hiệu điện thế, vì vậy ta thấy dòng điện trong kim loại tuân theo định luật Ohm. Còn dòng điện chạy qua plasma không phụ thuộc tuyến tính vào hiệu điện thế bởi vì thường thì không phải là 100% nguyên tử bị ion hoá. Do đó, khi hiệu điện thế tăng lên thì không những vận tốc chuyển động của electron tăng lên mà số cặp electron - ion cũng tăng lên.

Với tính cách là một chất khí bị ion hóa mạnh, plasma có một sự tương tự nào đó với các chất khí thông thường và cũng tuân theo một số định luật của chất khí. Tuy nhiên giữa plasma và chất khí thông thường cũng có những sự khác nhau căn bản. Sự khác nhau này lại càng đặc biệt rõ khi có từ trường tác dụng. Trong trường hợp này các electron và ion trong plasma chịu tác dụng của lực Lorentz, còn trong chất khí thông thường với các nguyên tử và phân tử trung hoà, thì không có lực đó. Sự khác nhau thứ hai giữa chúng là ở chỗ các electron và ion trong plasma tương tác mạnh với nhau nhờ lực Coulomb.

Do những sự khác nhau trên đây giữa plasma và chất khí thông thường, nên những tính chất của plasma và những phương trình chuyển động của chúng khi có tác dụng của điện từ trường sẽ khác biệt rõ rệt với các chất khí và chất lỏng.

Việc nghiên cứu những tính chất của plasma có ý nghĩa thực tiễn quan trọng. Chẳng hạn, nhờ sử dụng plasma, người ta có thể thực hiện được phản ứng nhiệt hạch có điều khiển.

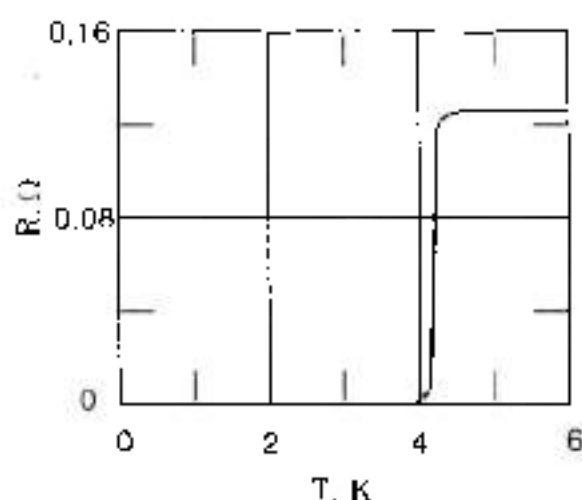
§8. CHẤT SIÊU DẪN ĐIỆN

1. Hiện tượng siêu dẫn

Năm 1911, khi làm thí nghiệm khảo sát sự phụ thuộc vào nhiệt độ của điện trở một cột thủy ngân có độ tinh khiết cao, nhà

vật lí Hà Lan Kammerlingh Onnes đã phát hiện thấy rằng: ở nhiệt độ heli lỏng (4,2°K) điện trở của cột thủy ngân đó rất nhỏ và khi tiếp tục hạ nhiệt độ thì điện trở của cột thủy ngân đột ngột mất hoàn toàn (không một dụng cụ đo nào đang có lúc đó trong phòng thí nghiệm đo được giá trị khác zêrô của điện trở).

Trên hình 3.47 có vẽ đồ thị biểu diễn các kết quả đo ở gần nhiệt độ 4,2K. Sau đó ông còn phát hiện thấy rằng hiện tượng mất điện trở ở một nhiệt độ xác định cũng xảy ra ở hai kim loại khác, *thiếc và chì*. Hiện tượng đó được gọi là *hiện tượng siêu dẫn*; nhiệt độ, mà dưới đó điện trở giảm đột ngột xuống bằng zêrô, được gọi là nhiệt độ tới hạn T_C (còn gọi là *nhiệt độ chuyển pha siêu dẫn*) và khi đó vật trở thành vật siêu dẫn điện. Hiện nay người ta đã biết và chế tạo được hơn 40 kim loại và hợp kim (và cả hợp chất hữu cơ) có tính chất siêu dẫn (như kẽm, titan, thori, Nb_3Sn ...).



Hình 3.47

Nhưng điều đáng quan tâm là nhiệt độ tới hạn của các chất siêu dẫn đã biết còn quá thấp, khó thực hiện được trên thực tế. Một số thí dụ: hợp chất niôbi và thiếc (Nb_3Sn) có $T_C = 18K$; hợp chất màng mỏng Nb_3Ge có $T_C \approx 23,3K$.

Người ta đã và đang cố gắng chế tạo được các vật liệu siêu dẫn có nhiệt độ T_C cao (siêu dẫn nhiệt độ cao): năm 1988 nhiệt độ tới hạn siêu dẫn cao nhất đạt được là 127K ($-146^\circ C$) với vật liệu siêu dẫn dựa trên thali với thành phần $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$. Năm 1993, tại phòng thí nghiệm của Đại học Houston (Mi) đã chế tạo được hợp chất mới (trong đó có thủy ngân, bari, đồng canxi) có $T_C = 133K$; sau đó tại phòng thí nghiệm ở Grenoble (Pháp) đã tạo ra được một hợp chất siêu dẫn tương tự có $T_C = 157K$ ($= -116^\circ C$). Người ta hy vọng chẳng bao lâu có thể vươn tới nhiệt độ tới hạn 200K ($-73^\circ C$), rồi cao hơn nữa!

2. Một số đặc tính của chất siêu dẫn

a) Ta đã biết khi vật ở trạng thái siêu dẫn *điện trở* của nó *bằng không*.

b) Khi kim loại chuyển từ trạng thái bình thường sang trạng thái siêu dẫn không có nhiệt lượng nào được tỏa ra hay hấp thụ nhưng nhiệt dung của nó thì *thay đổi nhảy vọt* (Ta đã biết khi chuyển từ thể khí sang thể lỏng, hoặc từ thể lỏng sang thể rắn thì nhiệt dung tăng).

c) Chất siêu dẫn được coi là *chất nghịch từ lí tưởng* (về chất nghịch từ, xem chương V). Đặc tính này của chất siêu dẫn được hai nhà vật lí Đức Meissner và Ochsenfeld tìm ra năm 1933: khi hạ nhiệt độ một mẫu chất siêu dẫn từ trường, họ thấy rằng vào thời điểm mẫu này chuyển sang trạng thái siêu dẫn các đường sức từ lập tức bị đẩy ra khỏi bên trong mẫu; khi mẫu đang ở trạng thái siêu dẫn mà "gài" từ trường vào thì các đường sức bị đẩy ra, không thể đi sâu vào mẫu! Phát minh này có tầm quan trọng ở chỗ nó cho ta hiểu rõ hơn bản chất của chất siêu dẫn. Vật dẫn nếu chỉ có điện trở bằng 0 thôi mà không có hiệu ứng Meissner - Ochsenfeld thì không phải là chất siêu dẫn, mà chỉ là vật dẫn lí tưởng.

d) Khi đặt một mẫu siêu dẫn vào trong từ trường, người ta thấy *tính siêu dẫn của mẫu bị mất đi* (trạng thái siêu dẫn bị phá hủy) khi *cường độ từ trường lớn hơn một giá trị nào đó, gọi là từ trường giới hạn H_c* . Các phép đo cho thấy từ trường tới hạn không phải là như nhau đối với mọi chất siêu dẫn. Đối với một chất siêu dẫn xác định thì H_c phụ thuộc vào nhiệt độ, và quy luật phụ thuộc này hầu như là như nhau đối với các chất siêu dẫn: Ở gần độ không tuyệt đối ($= -273^\circ\text{C}$) từ trường tới hạn H_c có giá trị lớn nhất và giảm chậm theo nhiệt độ, càng gần nhiệt độ tới hạn T_c thì từ trường tới hạn H_c giảm càng nhanh. ở gần nhiệt độ này, để phá hủy trạng thái siêu dẫn chỉ cần một từ trường không lớn lắm.

e) Khi cho qua mẫu siêu dẫn một dòng điện vượt quá một mật độ nào đó, gọi là *mật độ dòng tới hạn i_c* , thì trạng thái siêu dẫn sẽ không còn nữa. Nguyên nhân là vì khi tăng dòng điện thì từ trường

riêng do nó gây ra tang và sẽ đến thời điểm mà từ trường riêng này có cường độ bằng từ trường giới hạn H_L làm mất trạng thái siêu dẫn. Điều đó có nghĩa là tính siêu dẫn của mẫu bị phá hủy bởi từ trường vượt quá từ trường giới hạn, bất kể là từ trường đó là từ trường ngoài hay từ trường do chính dòng điện chạy trong mẫu sinh ra (điều này đã được nhà vật lý M. Silsbee dự đoán năm 1916). Mật độ dòng tới hạn càng nhỏ nếu như nhiệt độ của mẫu càng gần nhiệt độ tới hạn T_c và từ trường ngoài (nếu có) càng mạnh.

Như vậy bất kì vật liệu siêu dẫn nào cũng được đặc trưng bằng ba thông số: nhiệt độ tới hạn (T_c); từ trường tới hạn (H_L) và mật độ dòng tới hạn (J_c).

3. Khả năng ứng dụng của các chất siêu dẫn

Các khả năng ứng dụng tiềm tàng của các chất siêu dẫn là hết sức rộng rãi và quan trọng đến mức nhiều nhà khoa học đã cho rằng việc phát minh ra chất siêu dẫn có thể so sánh với việc phát minh ra năng lượng nguyên tử, việc chế tạo ra các dụng cụ bán dẫn; thậm chí một số nhà khoa học còn so sánh với việc phát minh ra điện! Các vật liệu siêu dẫn sẽ đưa đến một thay đổi lớn lao về kĩ thuật, công nghệ, và có thể cả trong kinh tế và đời sống xã hội. Dưới đây ta nêu lên một số ứng dụng của siêu dẫn.

a) Trước hết các đường dây cáp siêu dẫn có khả năng tải điện đi xa mà không bị tổn thất năng lượng vì không có điện trở; mặt khác dây cáp tải điện siêu dẫn không cần làm to như dây cáp thông thường và như vậy sẽ tiết kiệm được biết bao vật liệu (vì mật độ dòng điện trong dây siêu dẫn có thể đạt tới $10^9 A/cm^2$, tức là lớn hơn nhiều so với dây đồng hoặc nhôm của đường dây tải điện thông thường).

Năm 1985 - 1986, ở Liên Xô đã thử nghiệm đường cáp tải điện 110kV bằng siêu dẫn, dài 50m, công suất truyền tải 900 nghìn kW; ở Mi đã chế tạo thử dây cáp tương tự dài 300m, công suất dự kiến 5 triệu kW; ở Nhật đã chế tạo dây cáp siêu dẫn điện thế 275 kV, công suất 5 triệu kW... Ngay từ năm 1971 ở Liên Xô người ta cũng đã thử nghiệm mô hình máy phát điện siêu dẫn với công suất 1.200kW, bởi

vì máy phát siêu dẫn có nhiều ưu điểm hơn các máy phát điện hiện đang sử dụng: giảm kích thước khoảng 2 lần; giảm khối lượng khoảng 3 lần; khối lượng của rôto giảm 4 đến 5 lần! Gần đây, ở một số nước phát triển người ta đã thử nghiệm máy phát siêu dẫn công suất 30 triệu oát...

b) Tiếp theo, dựa trên tính chất từ trường không thâm nhập được vào vật liệu siêu dẫn và bị đẩy trở lại, người ta có kế hoạch và bắt đầu thực hiện việc chế tạo những đoàn tàu hỏa với bánh xe có từ tính, còn đường ray có đặt các cuộn dây siêu dẫn; đoàn tàu này khi chạy, bánh không tiếp xúc với đường ray, chạy trên đệm không khí hết sức nhanh. Ở Nhật Bản đã cho vận hành thử tàu hỏa siêu dẫn trên trục lộ cao tốc từ Tôkyô đến Osaka dài 500 km với vận tốc 500km/h!

c) Nhờ mật độ dòng điện trong dây siêu dẫn có thể là rất lớn, người ta có thể chế tạo các nam châm điện siêu dẫn tạo ra từ trường cực mạnh (trên 10 tesla) cần cho máy gia tốc, lò phản ứng nhiệt hạch và các nghiên cứu khác. Nhờ nam châm siêu dẫn, mà năm 1986, ở Culham (Anh) trong thiết bị Tokamak đã tạo được nhiệt độ 140 triệu độ trong nửa giây!

d) Một lĩnh vực ứng dụng quan trọng khác của các chất siêu dẫn là các dụng cụ đo chính xác, dựa trên một hiện tượng do Josephson khám phá năm 1962, (gọi là *hiệu ứng Josephson*): dòng siêu dẫn có thể chui qua một lớp điện mỏng kẹp giữa hai lớp siêu dẫn, dòng điện này phụ thuộc vào bước sóng của bức xạ thích hợp rơi vào lớp tiếp xúc giữa siêu dẫn và điện môi (điều này được giải thích như thuyết lượng tử). Hiệu ứng này đã được sử dụng trong các Anten của một số kính thiên văn vô tuyến. Người ta còn sử dụng lớp tiếp xúc Josephson như một cái chuyển mạch trong sự hoạt động của các cửa logic trong máy tính. Một ứng dụng khác được áp dụng trong các loại từ kế đặc biệt, gọi là SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices), là loại từ kế có độ nhạy hết sức cao, có thể phát hiện những từ trường rất nhỏ, chẳng hạn từ trường phát ra từ não hoặc tim người!

4. Giải thích tính siêu dẫn

Kể từ khi Kammerlingh - Onnes phát minh ra tính siêu dẫn, các nhà vật lý đã cố gắng xây dựng nhiều lý thuyết khác nhau nhằm giải thích nó. Dĩ nhiên các thuyết này phải dựa trên cơ học lượng tử đúng như Kammerlingh Onnes đã dự đoán. Năm 1972, các nhà bác học Bardeen, Cooper và Schriffer đã tìm được sự giải thích tương đối hợp lý tính siêu dẫn (gọi tắt là thuyết BCS) và họ đã được tặng giải thưởng Nobel về Vật lý.

Nội dung vắn tắt của thuyết BCS là như sau: Do tương tác đặc biệt (*tương tác electron - phonon*), hai electron có spin ngược chiều nhau (xem §4) trong những điều kiện nhất định có thể hút nhau thông qua các ion của mạng tinh thể (tương tác hút thắng tương tác đẩy tĩnh điện) và tạo thành cặp gọi là *cặp Cooper*. Do đó trong chất siêu dẫn có hình thành các cặp Cooper (khoảng 10^{19} cặp trong 1cm^3), các cặp này tạo thành một chất "siêu lỏng" chảy qua một số kim loại và hợp kim mà không bị ma sát, có nghĩa là dòng điện tạo bởi các cặp này không bị cản trở, không bị tắt dần khi chảy qua vật liệu siêu dẫn. Như vậy thuyết BCS đã giải thích được tính siêu dẫn. Tuy nhiên theo thuyết BCS thì tính siêu dẫn chỉ tồn tại ở nhiệt độ dưới 30K, trong khi đó, như ta đã biết, người ta đã chế tạo được vật liệu siêu dẫn có $T_c = 157\text{K}$. Vì vậy một trong các vấn đề được các nhà bác học quan tâm hiện nay là: xây dựng được một lý thuyết hoàn chỉnh, giải thích được đầy đủ các đặc tính của chất siêu dẫn.

BÀI TẬP CHƯƠNG III

III.1. Cho dòng điện $I = 1\text{A}$ chạy qua một dây dẫn bằng bạc có tiết diện $S = 0,05\text{cm}^2$. Tìm vận tốc của chuyển động định hướng của các electron tự do trong dây dẫn đó. Xem như số electron tự do bằng số nguyên tử bạc và biết khối lượng riêng của bạc là $1,05 \cdot 10^4 \text{kg/m}^3$.

- III.2. Khi điện phân dung dịch H_2SO_4 với các cực bằng platin người ta thu được khí hiđrô và ôxi ở các điện cực. Tính thể tích khí thu được ở mỗi điện cực (ở điều kiện chuẩn), biết rằng cường độ dòng điện chạy qua bình điện phân $I = 5A$ và thời gian điện phân $t = 32$ phút 10 giây.
- III.3. Một đĩa бет bằng kim loại chuyển động theo phương vuông góc với mặt đĩa với gia tốc a .
- 1) Tìm cường độ điện trường xuất hiện trong đĩa;
 - 2) Tìm dấu của các điện tích xuất hiện trên mặt đĩa.
- III.4. Nước chảy qua ống tưới cây trong vườn với lưu lượng $B = 450cm^3/s$. Điện đó tương ứng với dòng điện tích âm bằng bao nhiêu.
- III.5. Một băng tải bằng silic, có bề rộng $l = 3,2mm$ và bề dày $d = 250\mu m$, mang một dòng điện $I = 5,2mA$. Silic ở đây là chất bán dẫn loại n có số hạt tải điện là $n_e = 1,5 \cdot 10^{13}m^{-3}$. Tìm mật độ dòng điện và vận tốc chuyển động định hướng của các hạt tải điện trong băng.
- III.6. Tìm thời gian tự do trung bình $\bar{t}$ và quãng đường tự do trung bình $\bar{\lambda}$ giữa các va chạm của các electron dẫn trong dây đồng. Cho biết vận tốc trung bình chuyển động nhiệt của electron là $\bar{v}_T = 8 \cdot 10^5 m/s$, và điện trở suất của đồng $\rho = 1,69 \cdot 10^{-8} \Omega m$.
- III.7. Ta đã biết mật độ dòng điện trong chất điện phân bằng tổng các mật độ dòng các ion dương $i_+ = n_+ q_+ v_+$ và mật độ dòng các ion âm $i_- = n_- q_- v_-$ với $n_{\pm} = an_{\pm}^0$. Tại sao khối lượng của chất thoát ra ở điện cực, ở catốt chẳng hạn, lại tỉ lệ thuận với i chứ không phải là với i_+ ?
- III.8. Cho biết quãng đường tự do trung bình của một electron trong không khí ở áp suất chuẩn là $\bar{\lambda} = 5 \cdot 10^{-6}m$, hãy xác định cường độ điện trường trong đó có thể xảy ra sự ion hóa do va chạm. Biết rằng muốn thực hiện được ion hóa do va chạm thì electron phải có năng lượng bằng $2,4 \cdot 10^{-19}J$.
- III.9. Phản ứng tạo thành nước giữa hiđrô và ôxi xảy ra kèm theo tỏa

nhật: $2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + 5,75 \cdot 10^5 \text{J/kmol}$.

Tìm hiệu điện thế nhỏ nhất cần đặt vào hai cực bình điện phân khi điện phân nước.

III.10. Một pin Daniell được cấu tạo từ các nguyên liệu hoàn toàn tinh khiết. Tinh lượng kẽm và tinh thể đồng sunfat ngâm nước $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ bị tiêu hao trong pin đó nếu pin cung cấp cho mạch ngoài dòng điện $0,5\text{A}$ trong 8 giờ.

III.11. Một bộ pin nhiệt điện có suất điện động 4V khi nhiệt độ của mỗi hàn nóng $t_1 = 120^\circ\text{C}$ và của mỗi hàn lạnh là $t_2 = 20^\circ\text{C}$. Để giữ cho nhiệt độ mỗi hàn nóng không đổi người ta cần cung cấp cho nó một nhiệt lượng 4 calo mỗi giây. Bộ pin nhiệt điện này được mắc vào một bình điện phân dung dịch đồng sunfat. Tìm lượng đồng lớn nhất (theo lý thuyết) có thể thoát ra ở catốt của bình điện phân trong 20 phút.

III.12. Một dòng điện một chiều có cường độ phụ thuộc vào thời gian t theo quy luật $I = 6 - 0,03t$ (A), chạy qua một bình điện phân dung dịch đồng sunfat trong 3 phút. Tìm khối lượng đồng thoát ra ở catốt của bình.

III.13. Tìm hệ số phân li α của dung dịch kali clorua (KCl) tan trong nước với nồng độ $C = 100 \text{ kg/m}^3$. Cho biết điện trở suất của dung dịch đó ở 18°C bằng $7,36 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{m}$; độ linh động của các ion K^+ và Cl^- tương ứng bằng: $u_+^0 = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{m}^2/\text{s} \cdot \text{V}$, $u_-^0 = 6,8 \cdot 10^{-8} \text{m}^2/\text{s} \cdot \text{V}$.

III.14. Số cặp ion trong không khí tạo nên nhờ sự ion hóa bằng tia rơnghen lúc đầu bằng $n_0 = 2 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$.

Hỏi sau khi tác nhân ion hóa ngừng hoạt động bao lâu thì số cặp ion đó giảm đi chỉ còn lại một nửa do có sự tái hợp. Cho biết hệ số tái hợp $\gamma = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$.

ĐÁP SỐ BÀI TẬP CHƯƠNG III

III.1. $1,15 \cdot 10^{-3} \text{m/s}$.

III.2. $V_H = 1,120 \text{cm}^3$; $V_o = 560 \text{cm}^3$.

$$\text{III.3.} \quad 1) E = \frac{m}{e} a; 2) \text{Mặt nước mang điện dương.}$$

$$\text{III.4.} \quad 2,42 \cdot 10^{-7} \text{ A (C).}$$

$$\text{III.5.} \quad i = 6.500 \text{ A/m}^2; v = 0,27 \text{ m/s.}$$

$$\text{III.6.} \quad t = 5 \cdot 10^{-14} \text{ s}; \lambda = 40 \text{ nm.}$$

$$\text{III.8.} \quad E = \frac{A}{e_r} = 3 \cdot 10^4 \text{ V/m.}$$

$$\text{III.9.} \quad U = \frac{WA}{mnF} = 1,5 \text{ V}$$

$$\text{III.10.} \quad m(\text{Zn}) = 4,9 \text{ g}; m(\text{tinh thể Cu}) = 18,66 \text{ g};$$

$$\text{III.11.} \quad m = \frac{AQ(T_1 - T_2)}{FnE} \approx 0,42 \text{ g}$$

$$\text{III.12.} \quad m = 0,2 \text{ g}$$

$$\text{III.13.} \quad \alpha \approx 0,77.$$

$$\text{III.14.} \quad t = \frac{1}{n_{10}} \approx 0,3 \text{ s.}$$

Chương IV

TỪ TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG

§1. TƯƠNG TÁC TỪ CỦA DÒNG ĐIỆN. LỰC TƯƠNG TÁC GIỮA HAI DÒNG ĐIỆN

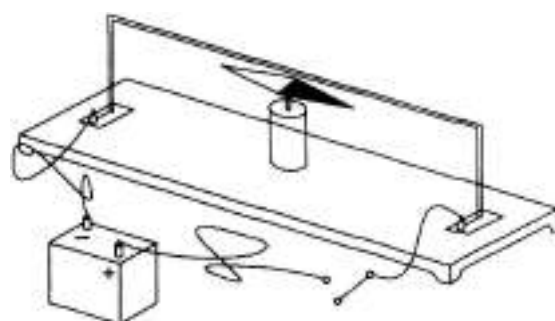
1. Tương tác từ của dòng điện

a) Tương tác từ giữa hai nam châm

Từ xưa người Hi Lạp cổ đại đã biết một số "đá" thiên nhiên, mà ngày nay ta gọi là quặng manhêtit có thể hút các vật nhỏ bằng sắt. Những mẫu quặng đó là những nam châm tự nhiên. Ta nói rằng chúng có *từ tính*. Mỗi nam châm có hai cực khác nhau: cực bắc và cực nam (kí hiệu là N và S). Các nam châm khi đặt gần nhau tương tác với nhau: có cực cùng tên đẩy nhau, các cực khác tên hút nhau. Để phân biệt với tương tác điện, người ta gọi tương tác giữa các nam châm là *tương tác từ*.

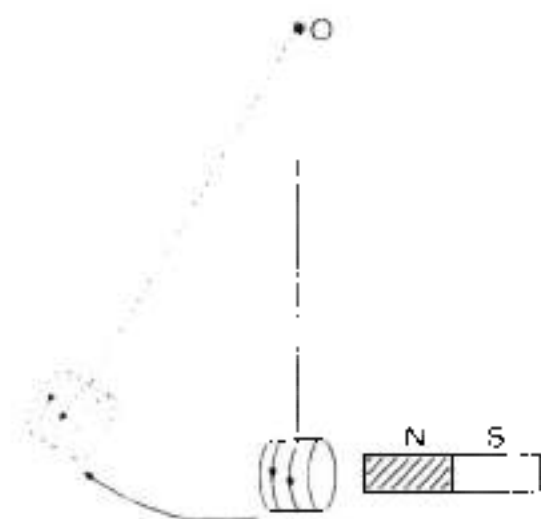
b) Tương tác từ của dòng điện

Năm 1820, nhà vật lí Đan Mạch là Oersted thấy rằng: Nếu đặt một dây dẫn ở cạnh một kim nam châm rồi cho dòng điện chạy qua dây dẫn thì kim nam châm sẽ quay lệch đi. Khi đổi chiều dòng điện chạy qua dây, kim nam châm lệch theo chiều ngược lại (Hình 4.1). Thí nghiệm này có ý nghĩa rất lớn. Nó chứng tỏ chẳng những nam châm tác dụng lên nam châm mà dòng điện cũng có khả năng tác dụng lên nam châm.

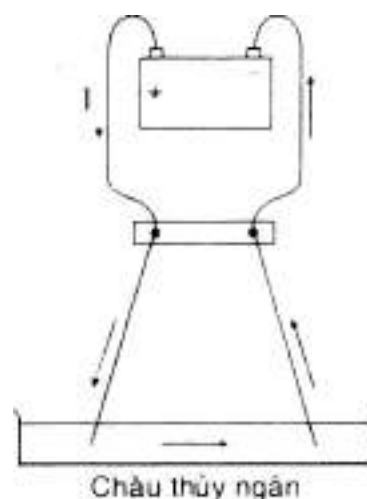


Hình 4.1

Người ta còn thấy rằng nếu đưa một thanh nam châm lại gần một cuộn dây có dòng điện, cuộn dây có thể bị hút hay bị đẩy bởi thanh nam châm (Hình 4.2). Điều đó chứng tỏ nam châm cũng tác dụng lực lên dòng điện.



Hình 4.2

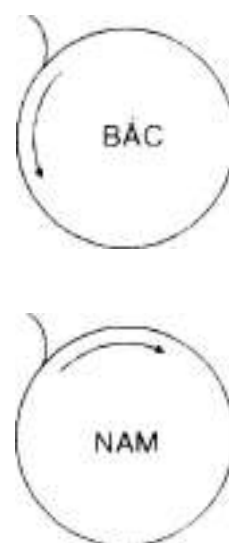


Hình 4.3

Đầu thế kỉ XIX, nhà vật lí Pháp Ampère phát hiện hai dây dẫn mang dòng điện cũng tương tác với nhau. Hai dây dẫn thẳng đặt song song với nhau sẽ hút nhau nếu trong hai dây có dòng điện chạy cùng chiều và đẩy nhau nếu dòng điện trái chiều (Hình 4.3).

Những cuộn dây có dòng điện chạy qua cũng hút hoặc đẩy nhau. Mỗi cuộn dây có dòng điện chạy qua tương đương với một nam châm, nó cũng có hai cực. Cực tương đương với cực bắc của nam châm được gọi là cực bắc của cuộn dây, đó là cực mà nếu nhìn từ ngoài vào cuộn dây ta thấy dòng điện đi ngược chiều kim đồng hồ. Cực nam là cực mà ta thấy dòng điện đi thuận chiều kim đồng hồ (H.4.4).

Sự tương tác giữa dòng điện và nam châm, giữa hai dòng điện cũng giống như sự tương tác giữa các nam châm và cũng được gọi là tương tác từ.



Hình 4.4

Tương tác từ có bản chất khác với tương tác điện đã xét ở chương 1. Tương tác điện xuất hiện khi có các điện tích và phụ thuộc vào vị trí, độ lớn của các điện tích đó. Tương tác từ chỉ xuất hiện khi có các dòng điện và phụ thuộc vào dòng điện đó.

Nói đúng hơn, tương tác từ xuất hiện khi các điện tích chuyển động và phụ thuộc vào tính chất của chuyển động đó. Giữa các dòng điện có tương tác từ vì dòng điện là dòng các điện tích chuyển động. Giữa nam châm và dòng điện có tương tác từ vì trong nam châm cũng có những *dòng điện phân tử* (xem chương VI). Lực tương tác từ là một phần của lực tương tác điện từ giữa các hạt tích điện chuyển động.

2. Công thức Ampère về lực tương tác giữa hai phần tử dòng điện

a) *Thí nghiệm* cho thấy, nói chung, lực tương tác giữa hai dòng điện phụ thuộc cường độ dòng điện, vào hình dạng của dây dẫn có dòng điện, vào khoảng cách giữa hai dây dẫn. Vì thế không thể lập một công thức chung để xác định một cách tổng quát lực tác dụng giữa hai dòng điện bất kì mà chỉ có thể thiết lập được công thức về lực tương tác giữa hai *phần tử dòng điện*. Phần tử dòng điện là một phần nhỏ của dòng điện, có tiết diện ngang và chiều dài rất nhỏ so với khoảng cách giữa nó với phần tử khác mà ta xét. Người ta đặc trưng cho mỗi phần tử dòng điện bằng cường độ dòng điện I chạy qua nó, độ dài dl của nó và hướng của nó trong không gian, hay bằng đại lượng vectơ $I\vec{dl}$, là tích của cường độ dòng điện I chạy qua phần tử với vectơ độ dài $\vec{dl}$ (Vectơ $\vec{dl}$ có độ lớn bằng dl và có chiều là chiều của dòng điện I). Khái niệm về phần tử dòng điện trong định luật về tương tác từ giống như khái niệm về điện tích điểm trong định luật về tương tác điện.

b) Ta xét lực tương tác từ giữa hai phần tử dòng điện $I_1\vec{dl}_1$ và $I_2\vec{dl}_2$. Thực nghiệm chứng tỏ rằng:

Lực tương tác $d\vec{F}$ giữa hai phần tử dòng điện tỉ lệ với độ lớn của chúng:

$$dF \propto I_1 dl_1 \cdot I_2 dl_2.$$

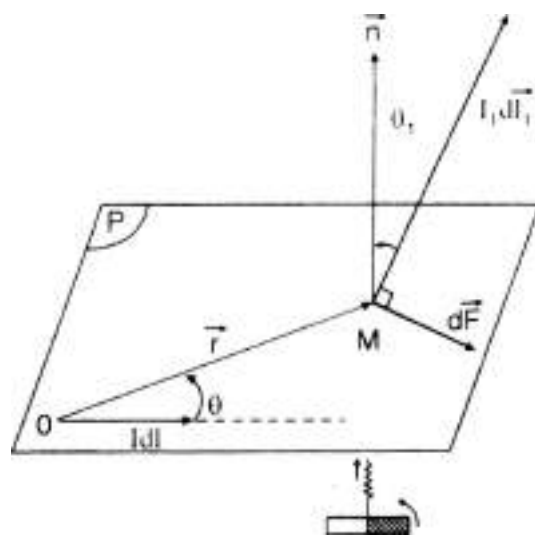
- Lực này tỉ lệ nghịch với bình phương khoảng cách giữa hai

phần tử dòng điện

$$dF \propto \frac{1}{r^2}$$

- Độ lớn và hướng của lực phụ thuộc vào hướng của các phần tử dòng điện, cụ thể như sau.

Xét hai phần tử dòng điện xếp đặt bất kì trong không gian như trên hình 4.5. Về mặt phẳng P chứa phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ và gốc M của phần tử $I_2 d\vec{l}_2$. Đặt $\vec{r} = \overline{OM}$ là vectơ bán kính từ phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ đến phần tử $I_2 d\vec{l}_2$ và kí hiệu θ là góc giữa phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ và bán kính vectơ $\vec{r}$. Về pháp tuyến $\vec{n}$ với mặt phẳng P ở điểm M sao cho chiều của nó tuân theo quy tắc vôn nút chai (quy tắc đinh ốc): Nếu quay cán vôn nút chai (đinh ốc) từ vectơ phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ đến vectơ bán kính $\vec{r}$ theo góc nhỏ thì cái vôn nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều của vectơ $\vec{n}$. Kí hiệu θ_1 là góc giữa phần tử $I_2 d\vec{l}_2$ và vectơ $\vec{n}$, thì thực nghiệm cho thấy rằng lực tương tác giữa hai phần tử dòng điện tỉ lệ với $\sin\theta$ và $\sin\theta_1$.



Hình 4.5

$$dF \propto \sin\theta \cdot \sin\theta_1 = \sin(\vec{dl}_1, \vec{r}) \cdot \sin(\vec{dl}_2, \vec{n}).$$

Lực $d\vec{F}$ tác dụng lên phần tử $I_2 d\vec{l}_2$ có phương vuông góc với phần tử này và nằm trong mặt phẳng chứa phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ và bán kính vectơ $\vec{r}$. Chiều của lực $d\vec{F}$ tuân theo quy tắc vôn nút chai (quy tắc đinh ốc): Nếu quay cán vôn nút chai (đinh ốc) từ phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ đến pháp tuyến $\vec{n}$, thì vôn nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều của vectơ $d\vec{F}$.

c) Tổng hợp các kết quả trên, Ampère đã thiết lập được công thức tính lực tương tác từ giữa hai phần tử dòng điện, gọi là công thức Ampère

Lực từ $d\vec{F}$ do phần tử dòng điện $I_1 d\vec{l}_1$ tác dụng lên phần tử dòng điện $I_2 d\vec{l}_2$ cách nó khoảng r là một vectơ:

- Có phương vuông góc với $I_1 d\vec{l}_1$ và pháp tuyến $\vec{n}$ của mặt phẳng chứa $I_1 d\vec{l}_1$ và $\vec{r}$;

- Có chiều theo quy tắc vắn nút chai, sao cho ba vectơ theo thứ tự $d\vec{l}_1$, $\vec{n}$ và $d\vec{F}$ lập thành một tam diện thuận;

- Có độ lớn:

$$dF = k \frac{I_1 d\vec{l}_1 \sin(\vec{dl}_1, \vec{r}) I_2 d\vec{l}_2 \sin(\vec{dl}_2, \vec{n})}{r^2}, \quad (4.1)$$

trong đó k là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc hệ đơn vị ta chọn.

Trong hệ đơn vị SI (I đo bằng ampe; l và r đo bằng mét; dF đo bằng niutơn) khi hai phần tử đặt trong chân không, hệ số tỉ lệ k là đại lượng có thứ nguyên và có giá trị:

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi},$$

với $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ đơn vị SI, gọi là *hằng số từ*. Đơn vị của μ_0 là henry trên mét, kí hiệu là $\frac{H}{m}$. Do đó trong hệ SI độ lớn của lực từ tính theo công thức:

$$dF = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 \sin \theta_1 I_2 d\vec{l}_2 \sin \theta_2}{r^2}, \quad (4.1a)$$

Vì lực $d\vec{F}$ là một đại lượng vectơ, nên ta có thể viết biểu thức xác định lực từ dưới dạng vectơ.

$$\vec{dF} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 d\vec{l}_1 \times [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{r}]}{r^3} \quad (4.2)$$

Các biểu thức (4.1) và (4.2) chính là *công thức Ampère về lực tương tác từ giữa hai phần tử mạch điện đặt trong chân không*. Đó là một công thức cơ bản về từ, đóng vai trò giống như biểu thức của định luật Coulomb trong tĩnh điện học.

Cần chú ý thêm rằng khái niệm về phần tử dòng điện là một khái niệm toán học, chỉ có tác dụng giúp ta thuận tiện trong tính toán. Vì dòng điện bao giờ cũng là khép kín nên những biểu thức

trên đây chỉ là những biểu thức trong các phép tính trung gian. Để tính được lực từ tác dụng lên dòng điện (kính), ta phải tính lực

$$\vec{F} = \int_{\text{dòng điện}} d\vec{F}$$

§2. TỪ TRƯỜNG CỦA DÒNG ĐIỆN. ĐỊNH LUẬT BIOT - SAVART

1. Khái niệm từ trường

Khi xét sự tương tác giữa các dòng điện, ta cũng gặp những vấn đề giống như khi xét tương tác điện giữa các điện tích. Câu hỏi thường đặt ra là: "Tại sao giữa hai dây dẫn mang dòng điện đặt gần nhau lại có lực tương tác?" "Lực tương tác đó truyền từ dòng điện này sang dòng điện khác như thế nào?" Khi chỉ có một dòng điện thì trong không gian quanh nó có gì biến đổi không?

Câu trả lời cũng giống như với tương tác điện. Sự di giữa hai dòng điện có tương tác vì xung quanh mỗi dòng điện đều có từ trường. Ngày nay người ta cho rằng tác dụng từ của dòng điện thứ nhất lên dòng điện thứ hai đặt gần nó là nhờ một dạng vật chất phân bố liên tục, tồn tại xung quanh dòng điện thứ nhất. Dạng vật chất đó gọi là từ trường. Từ trường luôn luôn gắn liền với dòng điện cũng như điện trường luôn luôn gắn liền với điện tích.

Tính chất cơ bản của từ trường là nó tác dụng lực (lực từ) lên dòng điện, lên nam châm, hay, nói tổng quát, là lên các hạt mang điện chuyển động trong từ trường. Dựa vào tính chất này mà người ta nhận biết được sự có mặt của từ trường và khảo sát các đặc trưng của nó.

Dựa vào những điều vừa nói, ta có thể trả lời câu hỏi nêu trên như sau. Dòng điện thứ hai đặt trong từ trường của dòng điện thứ nhất và từ trường này đã tác dụng lực từ lên dòng điện thứ hai. Từ trường của dòng điện thứ hai cũng tác dụng lực từ lên dòng điện thứ nhất vì dòng điện thứ hai đặt trong từ trường của nó.

Từ trường không phải chỉ là một khái niệm trừu tượng dùng để mô tả tương tác từ mà là một thực thể vật li tồn tại khách quan, giống như điện trường. Ta có thể kết luận: Trong tự nhiên chỉ có một nguồn gốc tạo ra từ trường, đó là các hạt mang điện chuyển động. Từ trường là dạng vật chất tồn tại xung quanh hạt mang điện chuyển động và tác dụng lực từ lên hạt mang điện khác chuyển động trong nó.

Điện tích đứng yên là nguồn gốc của điện trường tĩnh. Các điện tích chuyển động vừa là nguồn gốc của điện trường, vừa là nguồn gốc của từ trường.

2. Vectơ cảm ứng từ - Định luật Biôt - Savart

Để đặc trưng cho từ trường về mặt định hướng (mặt tác dụng lực) người ta dùng một đại lượng vật li mới là *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 Coulomb về tương tác giữa hai điện tích điểm

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_0 \cdot q}{r^3} \cdot \vec{r}$$

ta tìm được vectơ 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 thương số:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^3} \cdot \vec{r}$$

Thương số này không phụ thuộc vào độ lớn của điện tích q , mà chỉ phụ thuộc vào điện tích q tạo ra điện trường và vào vị trí của điểm đặt điện tích q_0 . Một cách hoàn toàn tương tự, từ công thức Ampère về tương tác giữa hai phần tử dòng điện:

$$d\vec{F} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_1 d\vec{l}_1 \times [I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{r}]}{r^3}$$

ta cũng nhận thấy đại lượng

$$\frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{[I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{r}]}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{r}}{r^3}$$

chỉ phụ thuộc vào phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ tạo ra từ trường và vào vị trí của điểm M tại đó ta đặt phần tử dòng điện $I_1 d\vec{l}_1$ (qua vectơ $\vec{r}$) mà không phụ thuộc vào phần tử dòng điện $I_2 d\vec{l}_2$ chịu tác dụng của từ trường đang xét.

Vì vậy vectơ $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[I d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}$ được định nghĩa là vectơ cảm

ứng từ do phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ tạo ra tại điểm M. Biểu thức này được gọi là định luật Biot - Savart (còn gọi là định luật Biot - Savart - Laplace), phát biểu như sau:

Vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ do một phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ tạo ra tại điểm M cách phần tử một khoảng r là một vectơ có:

- Góc tại điểm M;
- Phương vuông góc với mặt phẳng chứa phần tử dòng điện $I d\vec{l}$ và điểm M (tức mặt phẳng P trên hình 4.5);
- Chiều sao cho ba vectơ $d\vec{l}$, $\vec{r}$ và $d\vec{B}$ theo thứ tự này hợp thành một tam diện thuận;
- Độ lớn dB (được gọi là cảm ứng từ) được xác định bởi công thức:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$

(θ là góc giữa vectơ $d\vec{l}$ và $\vec{r}$).

Dưới dạng vectơ ta có:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (4.3)$$

Chiều của vectơ $d\vec{B}$ còn được xác định bằng quy tắc vặn nút chai (hay quy tắc đinh ốc): Đặt cái vặn nút chai (đinh ốc) theo phương của dòng điện, nếu quay cho cái vặn nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều dòng điện thì chiều quay của cái vặn nút chai (đinh ốc) tại điểm M sẽ là chiều của vectơ cảm ứng từ tại điểm đó.

Từ biểu thức (4.2) và (4.3) ta có thể viết biểu thức lực từ tác dụng của phần tử $I d\vec{l}$ lên phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ như sau

$$d\vec{F} = |I_1 d\vec{l}_1 \times d\vec{B}| = I_1 |d\vec{l}_1 \times d\vec{B}| \quad (4.3a)$$

Biểu thức này cho thấy: Lực tác dụng lên phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ tỉ lệ với cảm ứng từ $d\vec{B}$ do phần tử $I_1 d\vec{l}_1$ tạo ra tại điểm đặt $I_1 d\vec{l}_1$. Trong hệ đơn vị SI, cảm ứng từ có đơn vị là tesla kí hiệu là T.

3. Nguyên lý chồng chất từ trường

Giống như điện trường, từ trường cũng tuân theo nguyên lý chồng chất. Theo nguyên lý này thì:

"Vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ do một dòng điện bất kì tạo 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 tạo ra tại điểm ấy".

$$\vec{B} = \int_{\text{ta dòng điện}} d\vec{B} \quad (4.4)$$

- Nếu từ trường do nhiều dòng điện tạo ra thì:

"Vectơ cảm ứng từ tổng hợp $\vec{B}$ bằng tổng các vectơ cảm ứng từ do từng dòng điện tạo ra

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (4.5)$$

Như vậy, với định luật Biôt – Savart và nguyên lý chồng chất từ trường, ta có thể xác định được vectơ cảm ứng từ do hệ thống các dòng điện có hình dạng bất kì tạo ra tại một điểm trong không gian.

4. Vectơ cường độ từ trường

Để đặc trưng cho từ trường một cách định lượng, ngoài vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ người ta còn dùng *vectơ cường độ từ trường* $\vec{H}$. Trong chân không hai vectơ $\vec{B}$ và $\vec{H}$ cùng phương, cùng chiều và liên hệ với nhau bằng hệ thức

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (4.6)$$

Theo định nghĩa đó thì vectơ cường độ từ trường của một phần tử dòng điện được xác định bởi:

$$\overline{dH} = \frac{\overline{dB}}{\mu_0} = \frac{1}{4\pi} \frac{I|\overline{dl} \times \overline{r}|}{r^3} \quad (4.7)$$

Trong hệ đơn vị SI, từ (4.7) ta có thể thấy, đơn vị của cường độ từ trường H là ampe trên mét, kí hiệu là $\frac{A}{m}$.

Việc đặt tên cho $\overline{B}$ là vectơ cảm ứng từ, cho $\overline{H}$ là vectơ cường độ từ trường là một thói quen do nguyên nhân lịch sử. Trong chương V khi xét từ trường trong vật chất, ta sẽ thấy rõ hơn ý nghĩa vật lí của hai khái niệm này.

5. Thí dụ tính từ trường của dòng điện

Để tính cảm ứng từ (và cường độ từ trường) của một dòng điện có hình dạng bất kì, ta ứng dụng định luật Biot – Savart và nguyên lý chồng chất. Ta chia dòng điện thành các phần tử có độ dài $\overline{dl}$ rất nhỏ, mỗi phần tử đó gây ra cảm ứng từ

$$\overline{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I|\overline{dl} \times \overline{r}|}{r^3}$$

Vì dòng điện bao giờ cũng khép kín nên ta phải tính từ trường do cả dòng điện kín gây ra. Cảm ứng từ toàn phần do cả dòng điện sinh ra được tính bằng tích phân

$$\overline{B} = \int_{\text{cả dòng điện}} \overline{dB} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{[\overline{dl} \times \overline{r}]}{r^3}, \quad (4.8)$$

tích phân lấy trên cả độ dài L của dòng điện.

Biểu thức xác định cường độ từ trường $\overline{H}$ cũng có dạng tương tự.

$$\overline{H} = \int_{\text{cả dòng điện}} \overline{dH} = \frac{I}{4\pi} \int_L \frac{[\overline{dl} \times \overline{r}]}{r^3}. \quad (4.9)$$

Dưới đây, ta xét một vài thí dụ áp dụng các biểu thức trên trong một số trường hợp đơn giản

a) Cảm ứng từ của dòng điện thẳng

Xét một dây dẫn thẳng dài, có dòng điện cường độ I đi qua, giả thiết dây dẫn có tiết diện nhỏ và có chiều dài vô hạn. Ta xác

định cảm ứng từ tạo bởi dây dẫn tại một điểm M cách nó một khoảng R (Hình 4.6)

Từ M ta hạ MO vuông góc với dòng điện và lập một trục tọa độ dọc theo dây dẫn với gốc là O. Chia dòng điện thành các phần tử nhỏ có chiều dài dl . Xét một phần tử dòng điện có tọa độ l , cách M một khoảng r . Cảm ứng từ do nó tạo ra tại M là

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}$$

Chú ý rằng vectơ $d\vec{l}$ có giá trị bằng độ dài của dl và có chiều là chiều của dòng điện, $\vec{r}$ là bán kính vectơ hướng từ dl tới M. Do đó vectơ $d\vec{B}$ có độ lớn:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \theta}{r^2}$$

(với θ là góc giữa $d\vec{l}$ và $\vec{r}$), có phương vuông góc với mặt phẳng chứa $d\vec{l}$ và $\vec{r}$ (tức là vuông góc với mặt phẳng hình vẽ), có chiều xác định theo quy tắc đinh ốc (trên hình 4.6, dòng điện có chiều từ trên xuống dưới nên vectơ $d\vec{B}$ đi từ đằng sau ra phía trước tờ giấy).

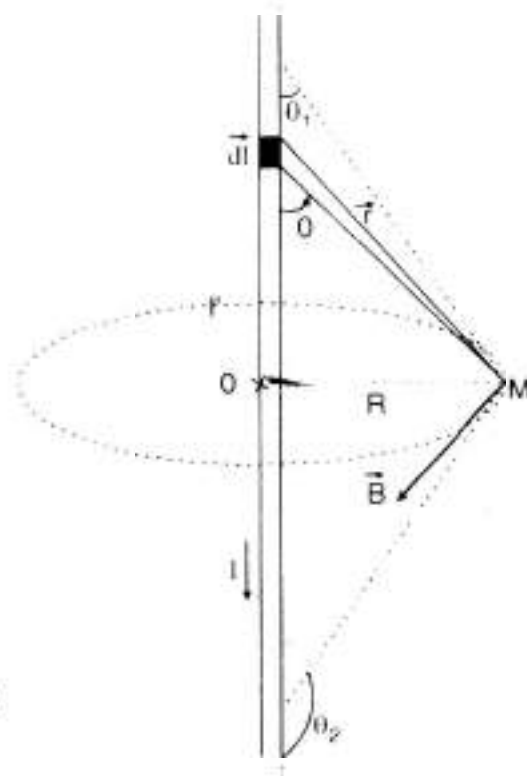
Vì các vectơ $d\vec{B}$ do các phần tử dòng điện của dây tạo ra đều có cùng phương và chiều nên tích phân vectơ có thể chuyển thành tích phân đại số:

$$B = \int_L dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{dl \sin \theta}{r^2}$$

Trên hình vẽ, ta có:

$$l = R \cot \theta ; \quad r = \frac{R}{\sin \theta}$$

do đó: $dl = \frac{-R d\theta}{\sin^2 \theta}$. Vì dl là một độ dài có dấu dương nên ta lấy



Hình 4.6

$$dl = \frac{R}{\sin^2 \theta} d\theta$$

$$\text{Từ đó: } B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_0^\pi \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (-\cos \theta) \Big|_0^\pi = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

$$\text{Ta có: } B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \quad \text{và} \quad H = \frac{I}{2\pi R} \quad (4.10)$$

Tích phân lấy cận theo góc θ từ 0 đến π vì ta đã giả thiết dây dài vô hạn. Nếu dây không dài vô hạn ta có

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2), \quad (4.11)$$

với θ_1 và θ_2 là góc giữa hướng của dòng điện và các bán kính vectơ từ hai "đầu" dòng điện đến điểm M.

Vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ có phương vuông góc với mặt phẳng chứa dòng điện và điểm M, có chiều tuân theo *quy tắc vụn nút chai* (*quy tắc đinh ốc*): Quay cho vụn nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều dòng điện, chiều quay của cán vụn nút chai (đinh ốc) chỉ cho ta chiều của vectơ $\vec{B}$.

Vì dòng điện bao giờ cũng khép kín, nên không thể quan niệm có một dòng điện thẳng dài vô hạn. Khi xét từ trường của dòng điện thẳng dài vô hạn ở một điểm M tức là ta xét từ trường của một phần thẳng của một dòng điện kín mà phần này có độ dài lớn hơn nhiều so với khoảng cách từ nó đến M; các phần còn lại của dòng điện ở xa M đến nỗi từ trường của chúng tạo ra tại M có thể bỏ qua so với từ trường đã xét.

b) Cảm ứng từ của dòng điện tròn. Vectơ mômen từ và lưỡng cực từ

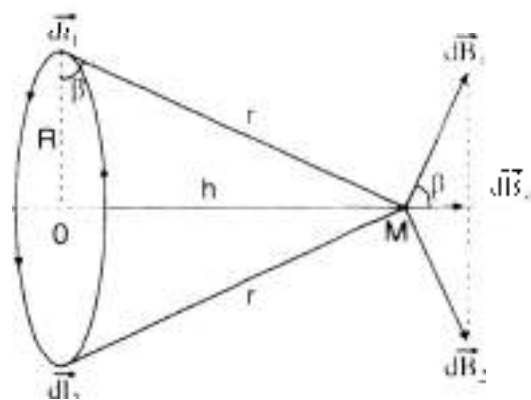
Xét trường hợp dòng điện có cường độ I chạy trong dây dẫn mảnh có dạng đường tròn bán kính R , ta tìm từ trường tạo bởi dòng điện tại một điểm M nằm trên trục của đường tròn cách tâm O một khoảng h (Hình 4.7)

Chia dòng điện thành các phần tử $I d\vec{l}$; Mỗi phần tử này tạo ra tại M từ trường mà vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ có giá trị:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl}{r^2}$$

(ở đây $\sin\theta = 1$, vì $\vec{dl}$ và $\vec{r}$ vuông góc với nhau); có phương vuông góc với mặt phẳng chứa $\vec{dl}$ và $\vec{r}$, tức là nằm trong mặt phẳng chứa OM và $\vec{r}$; có chiều xác định theo quy tắc đinh ốc.

Nếu xét những phần tử Idl khác nhau trên đường tròn, ta thấy vectơ cảm ứng từ $\vec{dB}$ do chúng gây ra tại M có phương và chiều khác nhau, vì thế tích phân vectơ không thể chuyển ngay thành tích phân đại số. Để giải quyết khó khăn này ta sử dụng tính đối xứng của đường tròn.



Hình 4.7

Xét hai phần tử dòng điện Idl_1 và Idl_2 có cùng độ lớn đặt đối xứng nhau qua tâm O , ta thấy vectơ cảm ứng từ do chúng gây ra tại M là $\vec{dB}_1$ và $\vec{dB}_2$ nằm trên cùng một mặt phẳng đối xứng nhau qua trục OM và có giá trị như nhau, do đó vectơ cảm ứng từ tổng hợp $\vec{dB}_1 + \vec{dB}_2$ có phương OM .

Lí luận tương tự, bằng cách xét từng cặp phần tử dòng điện đối xứng với nhau qua tâm O , ta thấy vectơ cảm ứng từ toàn phần do dòng điện tròn gây ra tại M là vectơ có phương trùng với trục OM . Như vậy để có được cảm ứng từ $\vec{B}$ của cả dòng điện, ta chỉ cần cộng các thành phần của $\vec{dB}$ theo phương OM và dùng tích phân đại số:

$$B = \int dB_n$$

dB_n là thành phần hình chiếu của $\vec{dB}$ lên phương OM . Nếu gọi β là góc giữa OM và $\vec{dB}$, ta có:

$$dB_n = dB \cos\beta = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{Idl \cos\beta}{r^2}$$

Do đó cảm ứng từ B do cả dòng điện gây ra ở M là:

$$B = \int_L dB_n = \frac{\mu_0 I \cos \beta}{4\pi r^2} \int_L dl$$

Nhưng $\int_L dl$ = chu vi vòng điện tròn = $2\pi R$. Trên hình vẽ, ta có:

$$\cos \beta = \frac{R}{r} ; r = \sqrt{R^2 + h^2}$$

Do đó:
$$B = \frac{\mu_0 I 2\pi R^2}{4\pi (R^2 + h^2)^{3/2}} \quad \text{hay} \quad B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{\pi R^2}{(R^2 + h^2)^{3/2}}$$

Như vậy, vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ tạo bởi dòng điện tròn tại một điểm M trên trục của nó là một vectơ.

Có phương nằm trên trục của dòng điện;

Có chiều theo quy tắc vặn nút chai (quy tắc đinh ốc): Đặt cái vặn nút chai (đinh ốc) trùng với trục dòng điện, cho cái vặn nút chai (đinh ốc) quay theo chiều dòng điện; chiều tiến của nó là chiều của vectơ cảm ứng từ:

- Có giá trị

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{\pi R^2}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (4.12)$$

Nếu điểm M ở tâm đường tròn thì $h = 0$, và, do đó

$$B_0 = \frac{\mu_0 I}{2R} \quad (4.13)$$

Chú ý rằng, vì $S = \pi R^2$ = diện tích của dòng điện tròn, ta có thể viết lại công thức (4.12) dưới dạng

$$B = \frac{\mu_0 IS}{2\pi (R^2 + h^2)^{3/2}}$$

Đặc trưng cho dòng điện tròn cũng như của các dòng điện kín khác về tính chất từ của nó, người ta đặt $p_m = IS$; p_m được gọi là *moment từ* của dòng điện kín. Khi đó (4.12) có dạng:

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{p_m}{(R^2 + h^2)^{3/2}} \quad (4.14)$$

Nếu điểm M ở rất xa dòng điện tức $h \gg R$, thì trong công thức (4.14) ta có thể bỏ qua R ở mẫu số và ta có:

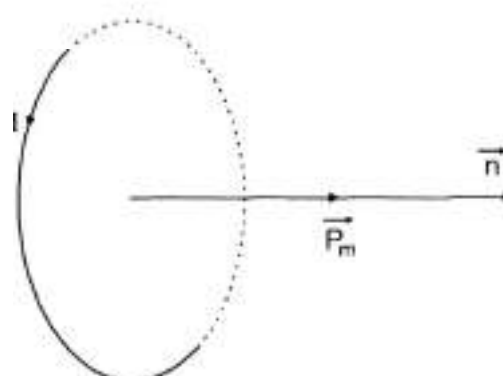
$$\vec{B} = \mu_0 \frac{\vec{p}_m}{2\pi h^3} \quad (4.15)$$

So sánh biểu thức này với biểu thức xác định cường độ điện trường của một lưỡng cực điện tại vị trí chính Gauss thứ nhất (xem chương I)

$$\vec{E} = \frac{p_e}{2\pi\epsilon_0 r^3}$$

ta thấy chúng có dạng giống nhau, chỉ khác là: thay cho mômen lưỡng cực điện p_e là mômen từ $\vec{p}_m$.

Vì lẽ đó để đặc trưng cho mạch điện kín cả về định hướng trong không gian ta dùng khái niệm vectơ mômen từ $\vec{p}_m$. Hướng của $\vec{p}_m$ được xác định bởi chiều dương của vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ của dòng điện tròn. Hướng của $\vec{n}$ được xác định bởi chiều dòng điện theo quy tắc vặn nút chai (quy tắc đinh ốc): Quay cán vặn nút chai (đinh ốc) theo chiều dòng điện thì cái vặn nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều của vectơ pháp tuyến $\vec{n}$. (Hình 4.8). Vectơ mômen từ có biểu thức:



Hình 4.8

$$\vec{p}_m = I \cdot S \cdot \vec{n} \quad (4.16)$$

Như vậy, có thể viết (4.14) và (4.15) dưới dạng vectơ:

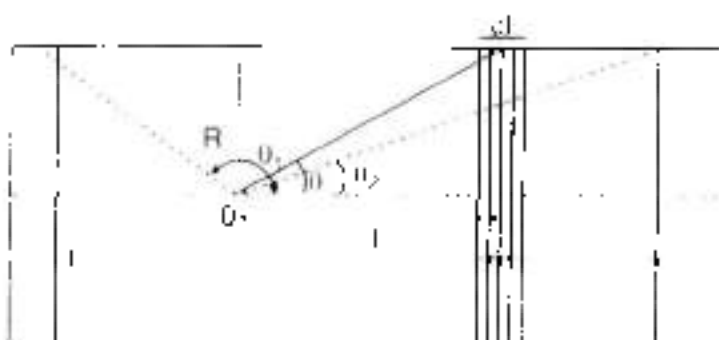
$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}} \vec{p}_m, \text{ và } \vec{B} = \frac{\mu_0}{2\pi h^3} \vec{p}_m \quad (4.17)$$

Cần chú ý rằng vectơ mômen từ $\vec{p}_m$ của một dòng điện kín hoàn toàn đặc trưng cho nó không những về từ trường do nó sinh ra, mà cả về tác dụng của từ trường khác lên nó (xem §6 dưới đây), giống như mômen lưỡng cực p_e đặc trưng cho lưỡng cực điện (xem

chương 11. Vì vậy người ta còn gọi một dòng điện kín là một lưỡng cực từ và gọi $\vec{p}_m$ là vectơ mômen lưỡng cực từ. Các khái niệm này còn được dùng để giải thích sự nhiễm từ của các chất (chương V). Trong hệ SI đơn vị của mômen lưỡng cực từ là ampe.met vuông, kí hiệu $A.m^2$ (còn dùng đơn vị jun trên tesla, kí hiệu J/T).

c) Cảm ứng từ của ống dây điện thẳng (xôlênoit)

Xét một ống dây điện thẳng gồm những vòng dây dẫn cuộn xít nhau trên một khung hình trụ tròn. Ống dây như thế còn gọi là một xôlênoit. Ta tính cảm ứng từ do ống dây sinh ra tại một điểm O nằm trên trục của ống (Hình 4.9). Cảm ứng từ của cả ống dây tại điểm O chính là tổng hợp cảm ứng từ của từng vòng dây riêng biệt gây ra tại O . Vì thế ta có thể tính cảm ứng từ của từng vòng dây tại O , rồi cộng các vectơ cảm ứng từ lại.



Hình 4.9

Muốn thế, ta chia chiều dài của ống dây thành các đoạn nhỏ dl . Giả sử dòng điện trong ống dây có cường độ I và số vòng dây trên mỗi đơn vị độ dài của ống là n thì đoạn ống dl có thể coi như một dòng điện tròn có cường độ $Indl$. Nếu khoảng cách từ đoạn dl đến O là l thì cảm ứng từ $d\vec{B}$ do dòng điện trong $Indl$ tạo ra tại O có phương dọc theo trục của ống dây, có chiều thuận với chiều dòng điện trong ống dây theo quy tắc đinh ốc, có giá trị:

$$dB = \frac{\mu_0 Indl}{2\pi(R^2 + l^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{2} \frac{R^2 Indl}{(R^2 + l^2)^{3/2}}$$

trong đó R là bán kính tiết diện của ống dây.

Kí hiệu θ là góc giữa trục của ống dây và bán kính hướng từ O đến dl ta có: $l = R \cotg \theta$ và $r^2 + l^2 = \frac{R^2}{\sin^2 \theta}$. Từ đó

$$dl = -R \frac{d\theta}{\sin^2 \theta}, \quad dB = -\frac{\mu_0 n I}{2} \sin \theta d\theta$$

Xét các đoạn dl khác nhau chúng đều tạo ra ở O những vectơ cảm ứng từ $d\vec{B}$ có cùng chiều với nhau. Vì thế, cảm ứng từ toàn phần của ống dây ở O có độ lớn là:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 n I}{2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} (-\sin \theta) d\theta$$

trong đó θ_1 và θ_2 là góc giữa trục của ống dây và bán kính từ O đến hai đầu ống.

$$\text{Do đó:} \quad B = \frac{\mu_0 I n}{2} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1). \quad (4.18)$$

Ta thấy cảm ứng từ B phụ thuộc vào vị trí của điểm O trong ống dây.

Nếu ống dây khá dài so với bán kính của nó, sao cho thể coi nó là ống dây dài vô hạn thì $\theta_2 = 0$, $\theta_1 = \pi$ và

$$B_\infty = \mu_0 n I \quad (4.19)$$

Như vậy với ống dây được coi là dài vô hạn thì cảm ứng từ có giá trị như nhau ở mọi điểm trên trục và xung quanh trục ống dây. *Từ trường ở trong ống dây rất dài (so với bán kính các vòng dây) được coi là từ trường đều.* Phương của vectơ cảm ứng từ trùng với phương của trục ống dây, chiều của nó thuận với chiều của dòng điện trên ống theo quy tắc đinh ốc. Ống dây có dòng điện không đổi chạy qua về phương diện từ trường, được coi tương đương một nam châm thẳng, đầu Bắc (kí hiệu N) là đầu mà vectơ cảm ứng từ đi ra khỏi ống dây, đầu Nam (kí hiệu S) là đầu mà vectơ cảm ứng từ đi vào ống dây.

Vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ cũng xác định tương tự như trên, có độ lớn

$$H = \frac{In}{2} (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) \quad (4.20)$$

nếu ống dây hữu hạn.

$$\text{và} \quad H_\infty = nI \quad (4.21)$$

nếu ống dây dài vô hạn.

§3. TỪ TRƯỜNG CỦA ĐIỆN TÍCH CHUYỂN ĐỘNG

Như ta đã biết, khi σ trong vật dẫn có dòng điện thì trong không gian xung quanh có từ trường. Dòng điện trong vật dẫn chính là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích tự do. Vì vậy ta có thể kết luận rằng: *mọi điện tích chuyển động đều gây ra xung quanh nó một từ trường*. Từ trường do vật dẫn có dòng điện chạy qua gây nên chính là từ trường tổng hợp do những điện tích riêng biệt chuyển động bên trong nó gây ra.

Để tìm từ trường do hạt mang điện chuyển động tạo ra, ta xét cảm ứng từ $\vec{A}\vec{B}$ của từ trường do một phần tử dòng điện $|\vec{A}|$ tạo ra. Theo định luật Biot – Savart,

$$\vec{A}\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[\vec{A} \times \vec{r}]}{r^3},$$

trong đó $\vec{r}$ là vectơ bán kính từ phần tử $|\vec{A}|$ đến điểm ta xét từ trường. Kí hiệu S là diện tích tiết diện vật dẫn có dòng điện I chạy qua; n_e là mật độ hạt mang điện; $\vec{v}$ là vận tốc hạt mang điện; q là điện tích của hạt; $\vec{i}$ là vectơ mật độ dòng điện, ta có

$$|\vec{A}| = S |\vec{A}| \cdot \vec{i} = S |\vec{A}| n_e q \vec{v} \quad (4.22)$$

Do đó

$$\vec{A}\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} S |\vec{A}| n_e q \frac{[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (4.23)$$

trong đó $S |\vec{A}| n_e$ là số hạt mang điện tự do có trong phần tử $|\vec{A}|$. Từ đó cảm ứng từ $\vec{B}$ của từ trường do một hạt mang điện chuyển động tạo ra bằng:

$$\vec{B} = \frac{\vec{A}\vec{B}}{S |\vec{A}| n_e},$$

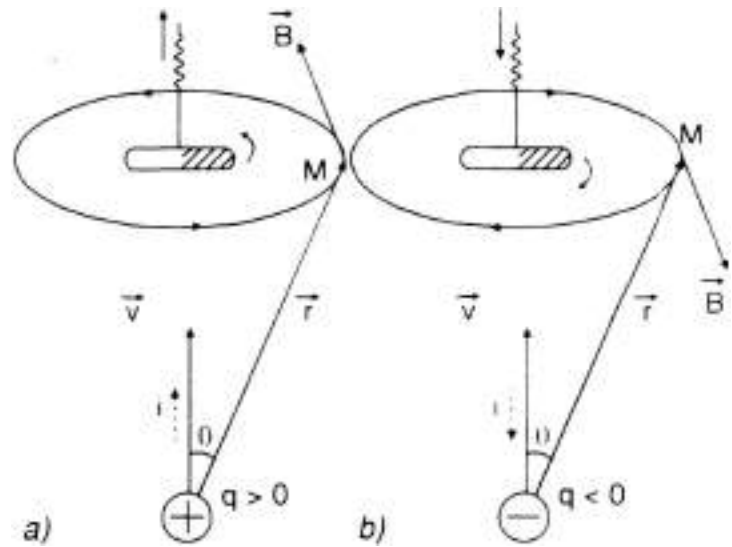
hay

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3} \quad (4.24)$$

trong đó $\vec{v}$ vận tốc của hạt mang điện, $\vec{r}$ là vectơ bán kính từ hạt mang điện đến điểm ta xét từ trường. Cảm ứng từ $\vec{B}$ có độ lớn:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv \sin \alpha}{r^2} \quad (4.25)$$

với α là góc giữa vectơ vận tốc $\vec{v}$ và vectơ bán kính $\vec{r}$. Phương của $\vec{B}$ vuông góc với vectơ $\vec{v}$ và $\vec{r}$. Nếu hạt mang điện dương ($q > 0$) thì chiều của vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ được xác định theo quy tắc vụn nút chai (quy tắc đinh ốc): "Quay cán vụn nút chai (đinh ốc) theo chiều từ $\vec{v}$ đến $\vec{r}$, chiều tiến của vụn nút chai (đinh ốc) là chiều của vectơ cảm ứng $\vec{B}$ " (hình 4.10). Cảm ứng từ gây bởi điện tích âm ($q < 0$) chuyển động thì có chiều ngược với quy tắc này (Hình 4.10b).



Hình 4.10

Cần chú ý rằng vận tốc $\vec{v}$ trong công thức (4.24) phải hiểu là vận tốc tương đối của điện tích đối với hệ quy chiếu trong đó ta đo từ trường. Hơn nữa công thức (3.24) chỉ đúng trong trường hợp vận tốc $\vec{v}$ là nhỏ so với vận tốc ánh sáng và với khoảng cách r không quá lớn. Trong trường hợp tổng quát ta phải kể đến sự truyền của trường điện từ và kết quả sẽ khác đi.

§4. ĐỊNH LÝ GAUSS ĐỐI VỚI TỪ TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG

1. Đường cảm ứng từ (đường sức từ trường)

Trong một từ trường bất kì vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ (và cường độ từ trường $\vec{H}$) có thể biến đổi từ điểm này qua điểm khác cả về hướng và độ lớn. Vì thế, để có một hình ảnh khái quát, cụ thể về sự biến đổi ấy, người ta còn dùng phương pháp hình học bằng cách đưa ra

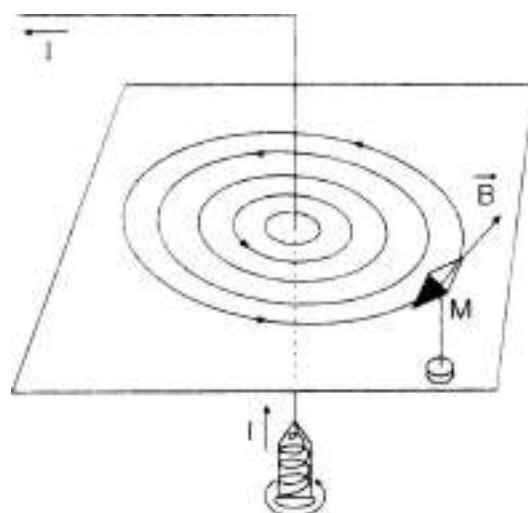
khái niệm về đường cảm ứng từ (đường sức từ trường)

a) *Định nghĩa* Đường cảm ứng từ (đường sức từ trường) là những đường vẽ trong từ trường mà tiếp tuyến với nó ở mỗi điểm trùng với vectơ cảm ứng từ (cường độ từ trường) ở điểm ấy, chiều của đường cảm ứng từ (đường sức từ trường) trùng với chiều của vectơ cảm ứng từ (cường độ từ trường) tại mỗi điểm.

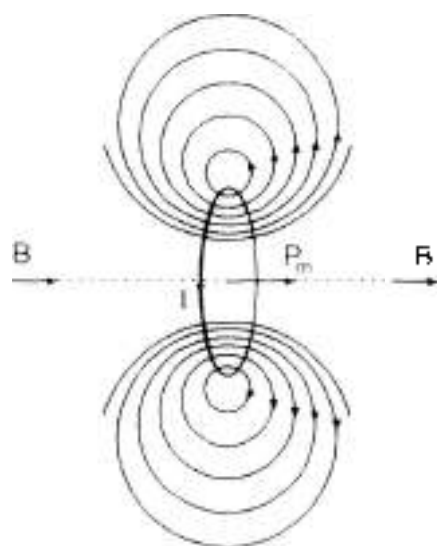
Vì vectơ cảm ứng từ (cường độ từ trường) có giá trị, phương chiều hoàn toàn xác định tại mỗi điểm nên các đường cảm ứng từ (đường sức từ trường) không bao giờ cắt nhau

b) *Dạng của đường cảm ứng từ* Trên hình 4.11 ta có đường cảm ứng từ của dòng điện thẳng, đó là những đường tròn đồng tâm nằm trên những mặt phẳng vuông góc với dòng điện, có chiều tuân theo quy tắc đinh ốc.

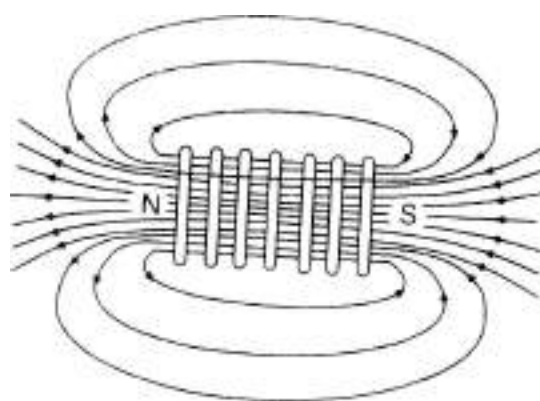
Hình 4.12a là dạng của đường cảm ứng của dòng điện tròn; ở xa dòng điện tròn, dạng của đường cảm ứng giống đường sức của điện trường ở xa lưỡng cực điện. Hình 4.12b là của xolenoit.



Hình 4.11



Hình 4.12a



Hình 4.12b

Ta thấy, khác với đường sức điện trường, *đường cảm ứng từ (đường sức từ trường) là những đường cong khép kín*

Giống như với đường sức điện trường (hương 1), ta có thể quy ước vẽ số các đường cảm ứng từ sao cho mật độ của chúng cho ta biết độ lớn của cảm ứng từ tại mỗi điểm.

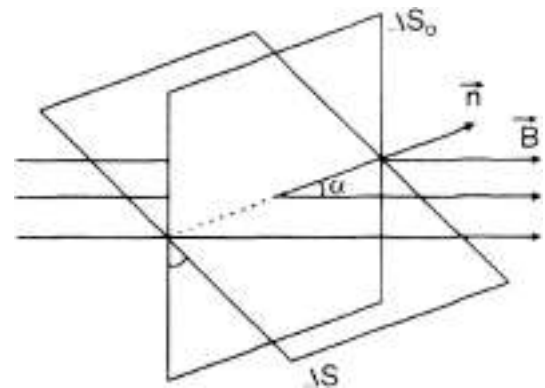
Tương tự trong từ trường đều $\vec{B}$ ta xét một mặt phẳng nhỏ ΔS_0 vuông góc với các đường cảm ứng từ và quy ước vẽ các đường cảm ứng ΔN sao cho số đường cảm ứng từ xuyên qua một đơn vị diện tích đúng bằng B :

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = B \quad (4.26a)$$

Nếu ΔS không vuông góc với đường cảm ứng từ mà pháp tuyến của nó hợp với đường cảm ứng từ một góc α (Hình 3.12), thì số đường cảm ứng xuyên qua ΔS là:

$$\Delta N = B \Delta S_0 = B \cdot \Delta S |\cos \alpha| = B_n \Delta S \quad (4.26b)$$

Trong đó ΔS_0 là hình chiếu của ΔS lên mặt phẳng vuông góc với đường cảm ứng từ; $B_n = B |\cos \alpha|$ là hình chiếu của $\vec{B}$ trên phương pháp tuyến dương của ΔS .

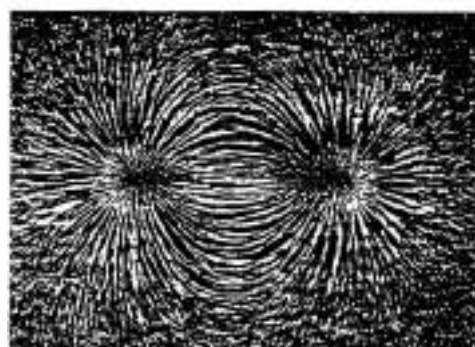


Hình 4.13

Với quy ước vẽ cách vẽ đường cảm ứng từ như trên, ta thấy mật độ đường cảm ứng từ tại một điểm có số trị bằng độ lớn của vectơ $\vec{B}$ tại điểm đó, nơi nào cảm ứng từ càng lớn nơi đó số đường cảm ứng từ càng mau, nơi nào cảm ứng từ càng nhỏ, nơi đó số đường cảm ứng từ càng thưa. Trong từ trường đều (trong ống dây rất dài chẳng hạn) các đường cảm ứng từ là những đường thẳng song song cách đều.

c) *Từ phổ.* Hình dạng của đường cảm ứng từ có thể được xác định bằng tính toán dựa vào biểu thức của cảm ứng từ. Nhưng ta có thể xác định chúng một cách đơn giản bằng thực nghiệm: Ta rắc bột sắt lên một tấm bìa cứng có dòng điện xuyên qua (hoặc đặt lên nam

châm). Dưới tác dụng của từ trường (của dòng điện, hoặc của nam châm) mặt sắt bị từ hóa, biến thành những nam châm nhỏ; các nam châm này chịu tác dụng của lực từ trường, sẽ định hướng dọc theo các đường cảm ứng từ nếu ta gõ nhẹ vào tấm bìa. Sự sắp xếp của mặt sắt cho ta hình ảnh của đường cảm ứng từ. Hình ảnh đó gọi là *từ phổ*. Trên hình 4.14 là từ phổ của từ trường của một nam châm.



Hình 4.14

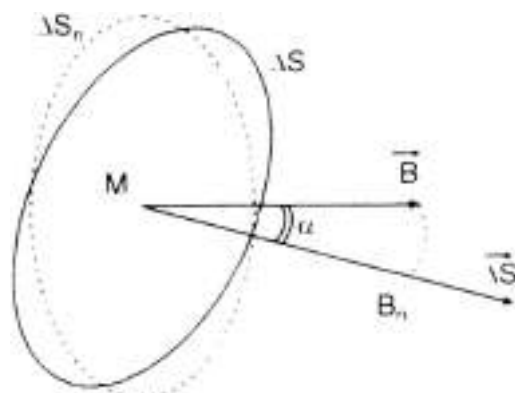
2. Từ thông

Trong từ trường ta hãy xét một diện tích ΔS khá nhỏ sao cho vectơ cảm ứng từ tại mọi điểm của diện tích ấy có thể coi là bằng nhau (hình 4.15). Ta gọi *thông lượng cảm ứng từ*, hoặc *cảm ứng từ thông*, hay gọi gọn là *từ thông*, qua diện tích ΔS là đại lượng về giá trị bằng

$$\Delta \Phi = \vec{B} \cdot \vec{\Delta S} \quad (4.27)$$

trong đó $\vec{B}$ là vectơ cảm ứng từ tại một điểm bất kì trên diện tích ấy; $\vec{\Delta S}$ là một vectơ nằm theo phương của pháp tuyến n với diện tích đang xét, có chiều dương của pháp tuyến đó, và có độ lớn bằng chính độ lớn của diện tích đó ($\vec{\Delta S}$ còn được gọi là *vectơ diện tích*).

Nếu kí hiệu α là góc giữa vectơ diện tích $\vec{\Delta S}$ và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ (tức là góc giữa pháp tuyến n của diện tích ΔS và $\vec{B}$), B_n là hình chiếu của vectơ $\vec{B}$ trên pháp tuyến n , ΔS_n là hình chiếu của diện tích ΔS trên mặt phẳng vuông góc với đường cảm ứng từ, thì ta có:



Hình 4.15

$$\Delta\phi = B_{\perp}\Delta S \cos\alpha = B_{\perp}\Delta S = B_{\perp}\Delta S_0 \quad (4.28)$$

Đối chiếu với (4.26) ta thấy từ thông $\Delta\phi$ qua diện tích ΔS , về trị số tuyệt đối, cũng bằng 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, theo (4.28), có thể dương, hoặc âm tùy theo góc α là nhọn hoặc tù.

Nếu muốn tính từ thông qua một diện tích S 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 qua diện tích S được tính bằng tổng của các từ thông gửi qua các phần tử diện tích ấy:

$$\phi = \sum d\phi = \int_S \vec{B} d\vec{S} \quad (4.29)$$

Nếu S là mặt kín ta quy ước chọn chiều dương của pháp tuyến là chiều hướng ra ngoài mặt đó. Nếu diện tích S là phẳng và nằm trong từ trường đều ($\vec{B} = \text{const}$) vuông góc với các đường cảm ứng từ ($\alpha = 0$) thì ta có:

$$\phi = \int_S B dS = B \int_S dS = BS \quad (4.30)$$

Trong hệ đơn vị SI, đơn vị từ thông là vèbe, kí hiệu là Wb (vèbe sẽ được định nghĩa ở chương VI). Ở đây dựa vào công thức (4.30) người ta định nghĩa đơn vị của cảm ứng từ là tesla (kí hiệu T) như sau.

Trong (4.30), nếu cho $\phi = 1\text{Wb}$, $S = 1\text{m}^2$, thì $B = \frac{\phi}{S} = 1\text{Wb/m}^2 = 1\text{T}$.

Như vậy, tesla là cảm ứng từ của một từ thông đều 1 vèbe xuyên vuông góc qua một mặt phẳng diện tích 1 met vuông.

3. Định lí Gauss đối với từ trường

a) Tính chất roay của từ trường

Khi khảo sát từ phổ của từ trường các dòng điện ta đã nhận thấy: các đường cảm ứng từ là các đường cong kín. 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*. Điều này cho ta thấy sự khác nhau cơ bản giữa từ trường và điện trường. Như ta đã biết, các đường sức điện trường đều xuất phát từ các hạt mang điện dương, hoặc tận cùng trên các hạt mang điện âm; chúng là các đường cong hở. Vì vậy điện trường tĩnh không phải là một trường xoáy. Trái lại các đường cảm ứng từ là các đường cong kín; chúng không có điểm xuất phát, cũng không có điểm tận cùng. Từ đó người ta đã cho rằng trong tự nhiên không tồn tại các hạt mang "từ tích". Bởi vì nếu như có các hạt mang "từ tích" là nguồn sinh ra từ trường (giống như các hạt mang điện tích dương là nguồn sinh ra điện trường tĩnh) thì các đường cảm ứng từ cũng sẽ phải xuất phát từ các hạt mang "từ tích dương" và tận cùng trên các hạt mang "từ tích âm", và như vậy phải là những đường cong hở. Trước đây trong một số tài liệu, người ta vẫn còn dùng *lý thuyết hình thức* về hạt mang "từ tích"; dĩ nhiên việc làm này chỉ có tính chất tiện dụng mà thôi. Và như ta đã biết, từ trường là do các hạt mang điện chuyển động tạo ra. Một số thuyết dự đoán có thể tồn tại các *đơn cực từ* thật mang từ tích, và hiện nay cũng có nhiều nhà vật lý ủng hộ thuyết đó, nhưng cho đến nay người ta vẫn chưa khẳng định được sự tồn tại của các đơn cực từ đó.

b. Định lý Gauss

Dựa vào tính chất xoáy của từ trường tức là tính khép kín của các đường cảm ứng từ ta hãy tính từ thông qua một mặt kín S bất kỳ (Hình 4.16). Theo quy ước, đối với một mặt kín ta chọn chiều dương của pháp tuyến $\vec{n}$ là chiều hướng ra ngoài mặt kín. 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 độ $\vec{B}dS \cos \alpha < 0$); 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 độ > 0). Vì các đường cảm ứng từ là khép kín nên số đường cảm ứng từ đi vào mặt kín S bằng số đường đi ra khỏi mặt đó. Kết quả là, từ thông ứng với các đường cảm ứng 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 qua một mặt kín bất kỳ thì bằng không"*. Đó là nội dung của *định lý Gauss đối với từ trường* (còn gọi là *định lý Ostrogradski - Gauss*). Công thức biểu diễn định lý đó là:

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (4.31)$$

(Vòng tròn trên dấu tích phân có nghĩa là phải thực hiện phép tích phân cho toàn bộ mặt kín S).

Định lý Gauss nói lên tính chất xoáy của từ trường, là tính chất quan trọng nhất của từ trường, vì vậy công thức (4.31) là một trong các phương trình cơ bản của điện từ học.

Chứng minh tương tự như ở chương I, ta có dạng vi phân của định lý Gauss đối với từ trường:

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

Hình 4.16

Trong chân không, vì theo định nghĩa $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$ nên ta cũng có các công thức tương tự cho cường độ từ trường:

$$\oint_S \vec{H} d\vec{S} = 0, \quad \text{và} \quad \text{div } \vec{H} = 0 \quad (4.33)$$

§5. ĐỊNH LÝ AMPÈRE VỀ LƯU SỐ CỦA VECTƠ CẢM ỨNG TỪ

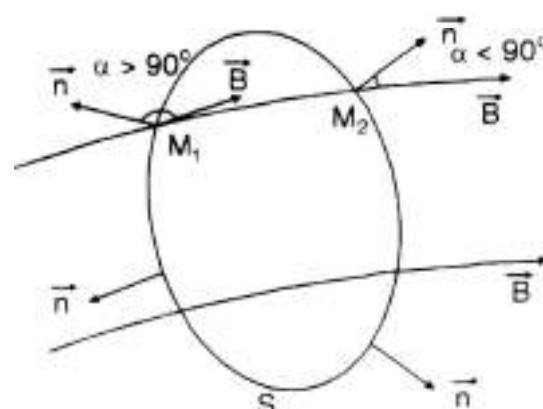
Tính chất xoáy của từ trường còn được thể hiện trong định lý Ampère về lưu số của vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$.

1. Lưu số của vectơ cảm ứng từ

Trong tĩnh điện học ta đã xét lưu số của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ dọc theo đường cong kín L và đã thấy rằng nó luôn luôn bằng không

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0,$$

điều đó nói lên tính chất thế của điện trường tĩnh.



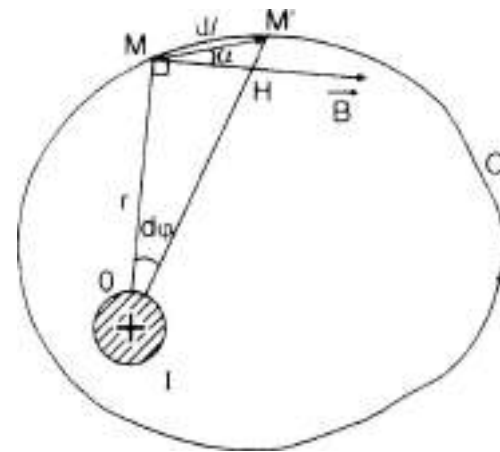
Tương tự, trong từ trường, ta cũng xét lưu số của vectơ cảm ứng từ dọc theo đường cong kín C bất kì, đó là đại lượng về giá trị bằng tích phân của $\vec{B}d\vec{l}$ dọc theo toàn bộ đường cong đó.

$$\oint_C \vec{B}d\vec{l} = \oint_C B dl \cos(\vec{B}, d\vec{l}) \quad (4.34).$$

2. Định lý Ampère về lưu số của $\vec{B}$

a) Trước tiên, để cho đơn giản, ta xét lưu số của cảm ứng từ tạo ra bởi một dòng điện thẳng dài vô hạn có cường độ I .

Xét một đường cong kín C phẳng bao quanh dòng điện, nằm trên mặt phẳng P vuông góc với dòng điện (h 4.17), và chọn một chiều dương đi trên C . Để tính lưu số dọc theo đường cong kín C ta chia nó ra các đoạn nhỏ $d\vec{l}$ có độ dài $dl = MM'$ và hướng theo chiều dương trên C . Lưu số của $\vec{B}$ trên đoạn đó là:



Hình 4.17

$$\vec{B}d\vec{l} = B dl \cos \alpha$$

với α là góc giữa $\vec{B}$ và $d\vec{l}$. Vì $\vec{B}$ tại M tiếp tuyến với đường tròn tâm O đi qua M , nên theo hình vẽ, ta có:

$$dl \cos \alpha = MH = r d\varphi,$$

với r là khoảng cách từ dòng điện đến M ; $dl \cos \alpha = r d\varphi$ có dấu dương nếu $\cos \alpha > 0$, tức là góc giữa $\vec{B}$ và $d\vec{l}$ nhỏ hơn 90° , và có dấu âm nếu góc đó lớn hơn 90° . Lưu số của $\vec{B}$ dọc theo đường cong kín C

$$\oint_C \vec{B}d\vec{l} = \oint_C B dl \cos \alpha = \oint_C B r d\varphi.$$

Ta biết cảm ứng từ tại M có độ lớn:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

Do đó:

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_C d\varphi = \mu_0 I$$

Nếu ta chọn chiều trên đường cong C sao cho $\vec{B}$ và $d\vec{l}$ lập với nhau một góc nhọn, nghĩa là chiều dương trên C thuận với chiều dương của đường cảm ứng từ qua M thì:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} > 0$$

Đó là trường hợp mà chiều của dòng điện và chiều của C thuận theo quy tắc đinh ốc. Nếu ta chọn chiều dương ngược lại thì:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} < 0.$$

Vì thế trong kết quả tìm được ở trên, ta hiểu I là giá trị đại số của dòng điện: I có dấu dương nếu chiều của dòng điện và chiều trên C thuận theo quy tắc đinh ốc, và có dấu âm trong trường hợp ngược lại.

b) Nếu xét một đường cong kín C không bao quanh dòng điện (H.4.18) ta thấy: trên một phần của đường cong (phần abc) thì

$$d\vec{l} \cos \alpha = r d\varphi > 0,$$

còn trên phần còn lại (cda) thì

$$d\vec{l} \cos \alpha = r d\varphi < 0;$$

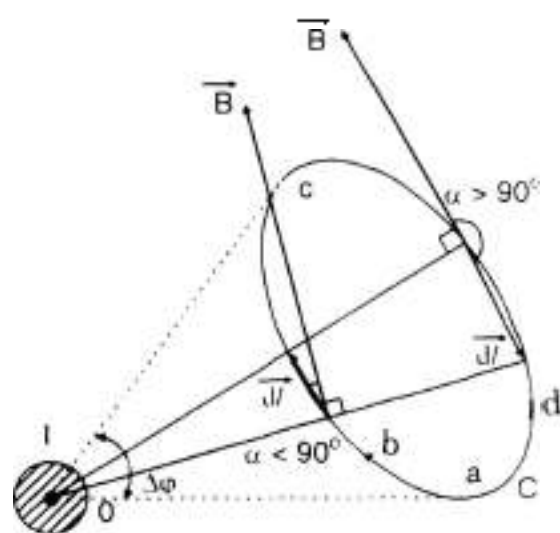
Do đó

$$\begin{aligned} \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\int_{abr} d\varphi + \int_{cda} d\varphi \right] = \\ &= \frac{\mu_0 I}{2\pi} (\Delta\varphi - \Delta\varphi) = 0 \end{aligned}$$

với $\Delta\varphi$ là góc mà từ O ta nhìn đường cong C.

Như vậy nếu đường cong C không bao quanh dòng điện thì ta có

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0$$

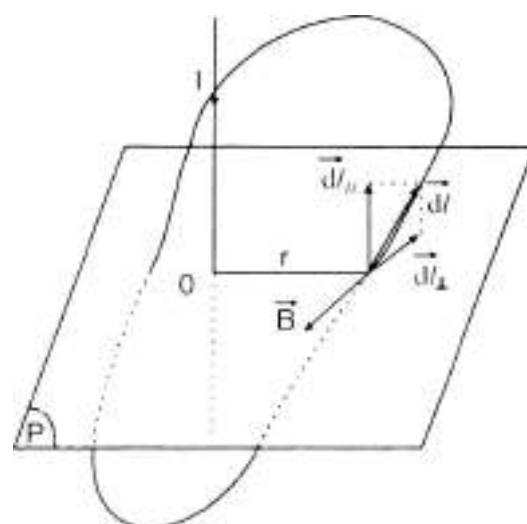


Hình 4.18

c) Trong trường hợp đường cong C không phẳng, ta phân tích đi ra hai thành phần: $d\vec{l}_{\parallel}$ song song với dòng điện, và $d\vec{l}_{\perp}$ nằm trong mặt phẳng vuông góc với dòng điện (H.4.19):

$$d\vec{l} = d\vec{l}_{\parallel} + d\vec{l}_{\perp}.$$

Nhưng vì $\vec{B}$ vuông góc với dòng điện, tức là vuông góc với $d\vec{l}_{\parallel}$, nên $d\vec{l}_{\parallel} \cdot \vec{B} = 0$. Còn với $d\vec{l}_{\perp}$, thì, theo lập luận như đối với đường cong phẳng, ta có $d\vec{l}_{\perp} \cdot \vec{B} = B r d\phi$.



Hình 4.19

Do đó đối với một đường cong có hình dạng bất kì, ta cũng thu được kết quả như trên, nghĩa là:

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I, \quad (4.35)$$

nếu C bao quanh dòng điện; và

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = 0 \quad (4.35a)$$

nếu C không bao quanh dòng điện.

Đi trên đây ta đã tính lưu số của vectơ cảm ứng từ trong trường hợp dòng điện thẳng dài. Người ta cũng đã chứng minh được rằng, kết quả (4.35) và (4.35a) đúng cả cho trường hợp dòng điện có hình dạng bất kì.

e) Trong trường hợp có nhiều dòng điện, ta có thể áp dụng nguyên lý chồng chất từ trường. Kết quả là ở vế phải của (4.35) ta có $\mu_0 \sum_{k=1}^n I_k$ với I_k là giá trị đại số của cường độ dòng điện bao quanh bởi đường cong C . Từ đó, ta có định lý Ampère về lưu số của cảm ứng từ (còn gọi là định luật Ampère hay định lý dòng toàn phần), phát biểu như sau:

Lưu số của vectơ cảm ứng từ theo đường cong kín C bất kì

bằng tổng đại số cường độ dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó nhân với μ_0 :

$$\oint_C \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k, \quad (4.36)$$

trong đó I_k mang dấu dương nếu nó liên hệ với chiều dương của đường cong C theo quy tắc đinh ốc, và mang dấu âm trong trường hợp ngược lại.

Nếu đường cong C bao quanh dòng điện nhiều vòng thì ta phải chú ý đến dấu của cường độ dòng điện trong mỗi vòng đó, vì các vòng có thể trái chiều nhau.

3. Ý nghĩa của định lí Ampère về lưu số của $\vec{B}$

Công thức định nghĩa lưu số của vectơ cảm ứng từ (4.34) có dạng giống công thức $\oint_C \vec{E} d\vec{l}$ đối với điện trường tĩnh. 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 $\oint_C \vec{E} d\vec{l}$ cho ta công của lực điện trường trong sự dịch chuyển điện tích $q_0 = +1$ đơn vị dọc theo một đường cong kín C nào đó, công này bao giờ cũng bằng không:

$$\oint_C \vec{E} d\vec{l} = 0.$$

Vì lẽ đó điện trường tĩnh là một trường thế. Trong khi đó biểu thức (4.34) không cho ta công của lực từ trong sự dịch chuyển của một dòng điện nào. Theo (4.36) 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 Ampère. Ta cũng có thể nói rằng nếu định lí Gauss phản ánh tính chất về hướng của vectơ cảm ứng từ, thì định lí Ampère xét đến giá trị bằng số của vectơ $\vec{B}$.

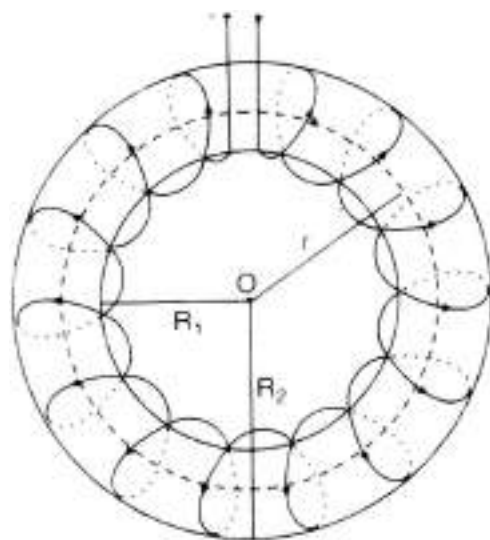
4. Ứng dụng

Định lí Ampère cho phép ta tính được dễ dàng cảm ứng từ của một số dòng điện, đặc biệt là trong những trường hợp mà dòng điện có tính đối xứng. Muốn vậy, ta lấy một đường cong kín C , tính lưu số

của $\vec{B}$ dọc theo C và tìm tổng đại số cường độ dòng điện xuyên qua C . So sánh hai biểu thức, ta sẽ tìm được B . Cần lưu dụng tính đối xứng của hình để chọn đường cong C cho thích hợp

a) Cảm ứng từ của ống dây hình xoắn (toroit)

Dòng điện có cường độ I chạy trong một ống dây hình xoắn. Số vòng dây cuốn trên hình xoắn là N . Vì lý do đối xứng, đường cảm ứng từ trong lòng ống dây là những đường tròn đồng tâm với hình xoắn. Vectơ cảm ứng từ tiếp tuyến với những đường tròn đó. Trên mỗi đường cảm ứng vectơ cảm ứng từ có giá trị như nhau.



Hình 4.20

Chọn đường cong C là một đường cảm ứng có bán kính r , với $R_1 < r < R_2$ (R_1 là bán kính trong, R_2 là bán kính ngoài của ống dây) (Hình 4.20). Ta có lưu số của $\vec{B}$ dọc theo C là:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = B \oint_C dl = B \cdot 2\pi r$$

Qua diện tích giới hạn bởi C , ta có N dòng điện cường độ I cùng chiều xuyên qua. Theo định lý Ampère, lưu số này có giá trị bằng $\mu_0 NI$

Từ đó ta có:

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 NI$$

Suy ra:

$$B = \mu_0 \frac{NI}{2\pi r} = \mu_0 n I \quad (4.37)$$

với n là số vòng dây trên một đơn vị độ dài của C .

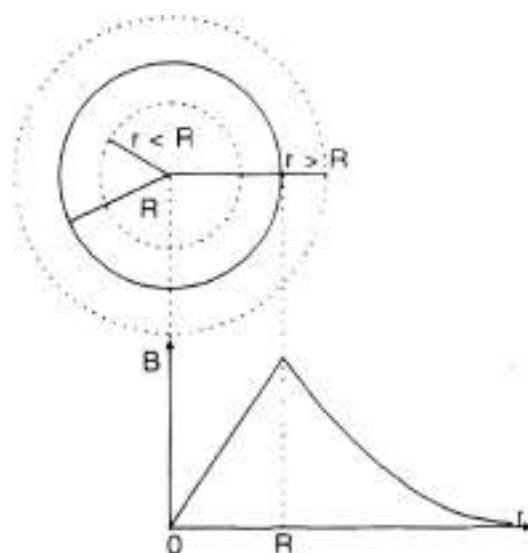
Cần chú ý rằng từ trường trong ống dây hình xoắn là không

đều vì ở mỗi điểm chúng có phương khác nhau. Mặt khác, dọc theo bán kính r thì cảm ứng từ ở phía trong (ứng với r bé) có giá trị lớn hơn ở phía ngoài (ứng với r lớn).

Nếu ta tăng độ lớn bán kính của hình xoắn lên vô hạn thì một đoạn ống dây hình xoắn trở thành một xolênôit.

b) Cảm ứng từ của một dây điện thẳng dài

Xét một dây điện thẳng dài hình trụ có bán kính tiết diện thẳng là R . Ta hãy tính từ trường gây bởi dây tại một điểm ở bên trong hoặc bên ngoài sợi dây. Dòng điện có dạng đối xứng trục vì thế đường cảm ứng là những đường tròn nằm trong mặt phẳng vuông góc với dòng điện, có tâm ở trên trục dây dẫn. (H.4.21).



Hình 4.21

+ Xét một điểm A ở ngoài dòng điện, cách trục dây một khoảng $r > R$. Chọn đường cong C là đường cảm ứng qua A. (đường tròn có bán kính r)

Ta có:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = B \cdot \oint_C dl = B \cdot 2\pi r$$

Dòng điện I xuyên qua C nên $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I$ hay $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$; kết quả này giống như biểu thức ở §2.

+ Bây giờ tính cảm ứng từ ở điểm B trong dây dẫn cách trục dây một khoảng $r < R$. Xét đường cong C là đường tròn có bán kính r

Ta có:

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = B \cdot 2\pi r$$

Giả sử dòng điện phân bố đều trên tiết diện của dây, ta có

mat độ dòng là $i = \frac{I}{\pi R^2}$. Bên trong diện tích giới hạn bởi C có cường độ dòng điện là: $i.S = i\pi r^2$.

Do đó

$$B.2\pi r = \frac{\mu_0 I}{\pi R^2} . \pi r^2 \Rightarrow \mu_0 I \frac{r^2}{R^2}$$

Suy ra

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r \quad (4.38)$$

Như vậy: bên trong dây dẫn cảm ứng từ tăng tỉ lệ thuận với khoảng cách đến trục còn ở ngoài thì nó giảm tỉ lệ nghịch với khoảng cách đến trục. (xem đồ thị ở hình 4.21).

Sau này ta còn thấy nhờ áp dụng định lí Ampère và lưu số của vectơ $\vec{B}$ ta có thể khảo sát các mạch từ (Xem chương VI).

§6. TÁC DỤNG CỦA TỪ TRƯỜNG LÊN DÒNG ĐIỆN

Ta đã biết dòng điện khi đặt trong từ trường thì chịu tác dụng của lực từ trường. Lực này phụ thuộc hình dạng của dòng điện và vị trí của nó trong từ trường. Sau đây ta sẽ xét tác dụng của từ trường lên một vài dòng điện có dạng đơn giản.

1. Tác dụng của từ trường lên một phần tử dòng điện

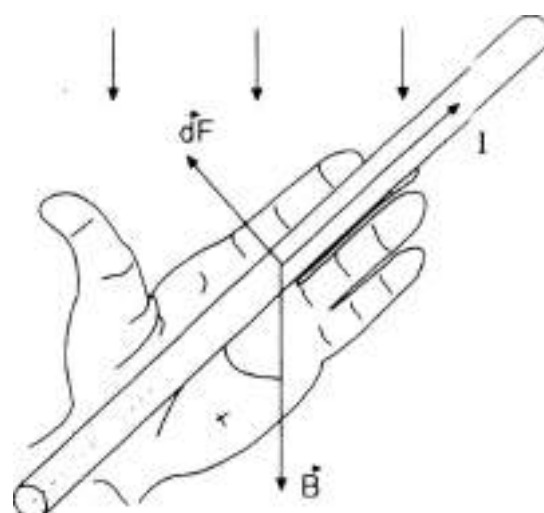
Theo định luật Ampère (công thức 4.3a), phần tử dòng điện $|\vec{dl}|$ đặt trong từ trường có vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ chịu lực tác dụng $d\vec{F}$ xác định bởi biểu thức:

$$d\vec{F} = I |\vec{dl}| \times \vec{B}$$

Lực này có độ lớn: $dF = IBdl\sin\alpha$ (α là góc giữa $\vec{B}$ và $\vec{dl}$), có phương vuông góc với $\vec{B}$ và $\vec{dl}$, có chiều liên hệ với $\vec{B}$ và $\vec{dl}$ theo quy tắc vụn nút chai

(hay quy tắc đinh ốc): quay cán vận nút chai (đinh ốc) từ $\vec{dl}$ đến $\vec{B}$, vận nút chai (đinh ốc) tiến theo chiều của lực $d\vec{F}$.

Thông thường, người ta hay xác định chiều của lực từ $d\vec{F}$ theo quy tắc bàn tay trái: Đặt bàn tay trái sao cho đường cảm ứng từ xuyên qua lòng bàn tay, chiều dòng điện đi từ cổ tay đến các ngón tay, thì chiều của ngón tay cái choãi ra là chiều của lực từ tác dụng lên phần tử dòng điện. (Hình 4.22)



Hình 4.22

2. Tác dụng tương hỗ giữa hai dòng điện thẳng song song dài vô hạn. Định nghĩa đơn vị cường độ dòng điện: ampe

a) Cho hai dòng điện thẳng song song dài vô hạn cách nhau một khoảng d , có dòng điện I_1, I_2 đi qua (Hình 4.23)

Vì mỗi dòng điện nằm trong từ trường của dòng điện kia nên nó chịu tác dụng của lực từ. Hai dòng điện tương tác lực từ lên nhau.

Ta hãy tính lực tác dụng của dòng điện I_1 lên một đoạn Δl_2 của dòng điện I_2 .

Cảm ứng từ của dòng điện I_1 gây ra ở điểm đặt của dòng điện I_2 có độ lớn $B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d}$;

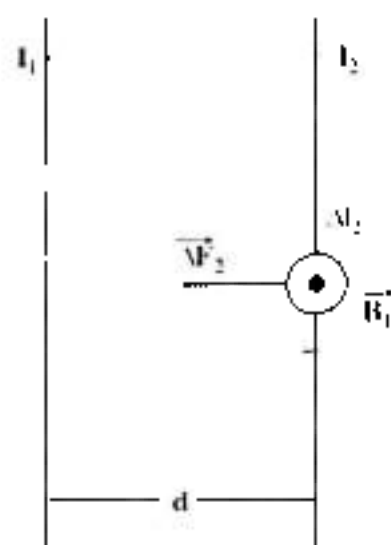
có phương vuông góc với mặt phẳng chứa hai dòng điện, có chiều theo quy tắc vận nút chai (hướng ra phía trước tờ giấy).

Lực $\vec{AF}_2$ tác dụng lên Δl_2 có cường độ

$$\Delta F_2 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d} \cdot I_2 \Delta l_2,$$

(vì $\vec{B}_1$ vuông góc với Δl_2 nên $\sin(\Delta l_2, \vec{B}_1) = 1$).

Phương của $\vec{AF}_2$ vuông góc với $\vec{B}_1$ và Δl_2 tức là nằm trong



Hình 4.23

mặt phẳng của hai dòng điện. Áp dụng quy tắc bàn tay trái, ta thấy nếu I_2 cùng chiều I_1 thì $\vec{AF}_2$ hướng về phía I_1 , tức phần tử dòng điện $I_1 \vec{dl}_1$ bị hút về phía I_2 ; nếu I_1 và I_2 trái chiều thì $I_2 \vec{dl}_2$ bị đẩy ra.

Tương tự, ta có thể tính lực tác dụng của I_2 lên phần tử $I_1 \vec{dl}_1$ của dòng điện I_1 .

$$\text{Ta có: } \vec{AF}_1 = \frac{\mu_0 I_2 I_1}{2\pi d} \cdot dl_1$$

Xét phương, chiều của $\vec{AF}_1$ giống như trên, ta kết luận: Nếu hai dòng điện I_1 và I_2 cùng chiều thì chúng hút nhau, nếu chúng ngược chiều thì đẩy nhau.

b) Định nghĩa đơn vị cường độ dòng điện ampe

Biểu thức của lực tương tác giữa hai dòng điện thẳng dài vô hạn được dùng để định nghĩa đơn vị cơ bản về điện trong hệ đơn vị SI, đó là đơn vị cường độ dòng điện: ampe.

Ampe là cường độ của một dòng điện không đổi 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 $2 \cdot 10^{-7}$ newton.

Từ định nghĩa của ampe ta có thể xác định được hệ số μ_0 đã nêu ở §1. Thật vậy, theo công thức (4.29) và định nghĩa của ampe ta có:

$$2 \cdot 10^{-7} = \mu_0 \frac{1 \cdot 1}{2\pi \cdot 1} \cdot 1$$

$$\text{Tư đó } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ đơn vị SI.}$$

3. Tác dụng của từ trường đều lên dòng điện kín

a) Xét một khung dây hình chữ nhật MNPQ có cạnh là a và b và có dòng điện I chạy qua, được đặt trong từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với cạnh b . Giả sử khung cứng, không bị biến dạng. Kí hiệu góc giữa vectơ pháp tuyến của khung và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ là α (Hình 4.23). Xét lực từ tác dụng lên các cạnh của khung, ta thấy:

— Hai lực tác dụng lên các cạnh a có phương vuông góc với chúng và với từ trường; các lực này có tác dụng kéo giãn khung,

- Hai lực tác dụng lên các cạnh b có độ lớn

$$f = IbB,$$

có phương vuông góc với các cạnh b và hướng ngược chiều nhau. Chúng tạo thành ngẫu lực có tác dụng quay khung sao cho pháp tuyến dương $\vec{n}$ của khung trùng với hướng của cảm ứng từ $\vec{B}$, tức là mặt phẳng của khung vuông góc với vectơ $\vec{B}$. Ngẫu lực này có mômen:

$$M = IbB a \sin\alpha = ISB\sin\alpha,$$

với $S = ab$ - diện tích mặt khung. Nhưng $IS = p_m$ là độ lớn của vectơ mômen từ của khung. Vì vậy ta có:

$$M = p_m B \sin\alpha, \quad (4.40)$$

hay, dưới dạng vectơ

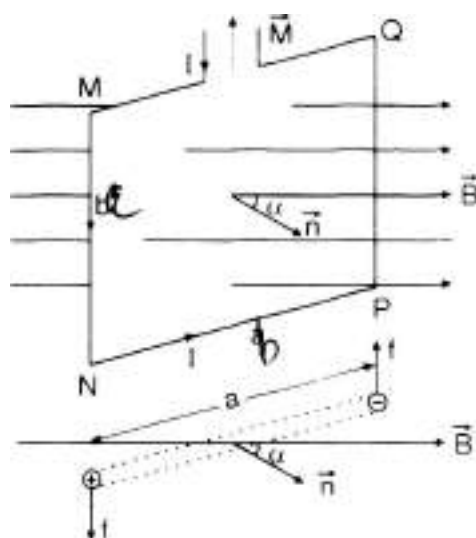
$$\vec{M} = (p_m \times \vec{B}) \quad (4.41)$$

Vectơ mômen ngẫu lực $\vec{M}$ có phương vuông góc với p_m và $\vec{B}$, có chiều trùng với chiều tiến của vận nút chai (định ốc) khi căn của nó (định ốc) quay từ p_m đến $\vec{B}$.

Ngẫu lực này có tác dụng quay khung sao cho vectơ mômen từ p_m định hướng song song với từ trường. Khi đó khung ở vị trí cân bằng vì $M = 0$. Vị trí cân bằng bền ứng với $\alpha = 0$, tức p_m cùng chiều với $\vec{B}$. Ngoài ra khung còn có vị trí cân bằng không bền ứng với $\alpha = \pi$.

Ta thấy biểu thức (4.40) giống như biểu thức mômen ngẫu lực do điện trường tác dụng lên một lưỡng cực điện (chương I).

b) Các kết quả (4.40) và (4.41) có thể áp dụng cho một dòng điện chạy trong một vòng dây kín, phẳng có hình dạng bất kì. Thật vậy ta tưởng tượng chia vòng dây ra thành các khung nhỏ hình chữ nhật trong đó có dòng điện chạy cùng chiều với vòng dây. (Hình 4.25). Các dòng điện của các khung dây ở phía trong sẽ triệt tiêu



Hình 4.24

nhau vì từng đôi một trái chiều nhau. Trên mỗi khung nhỏ hình chữ nhật đó có tác dụng một mômen ngẫu lực

$$M_k = IBS_k \sin \alpha$$

trong đó S_k là diện tích của khung nhỏ thứ k . Hướng của mômen ngẫu lực M_k của các khung đều trùng nhau. Vì thế mômen toàn phần tác dụng lên vòng dây là

$$M = IB \sin \alpha \sum S_k =$$

$$= IBS \sin \alpha = p_m B \sin \alpha,$$

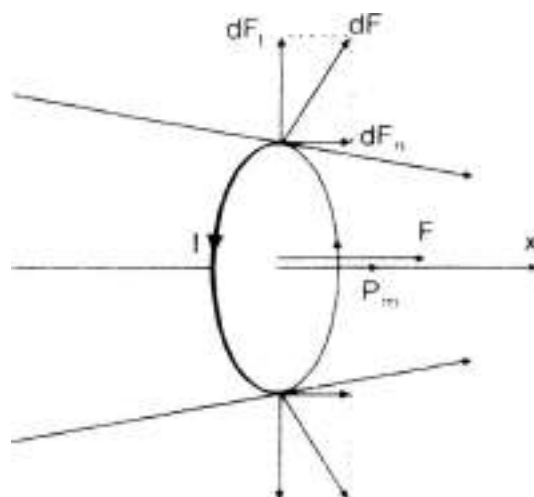
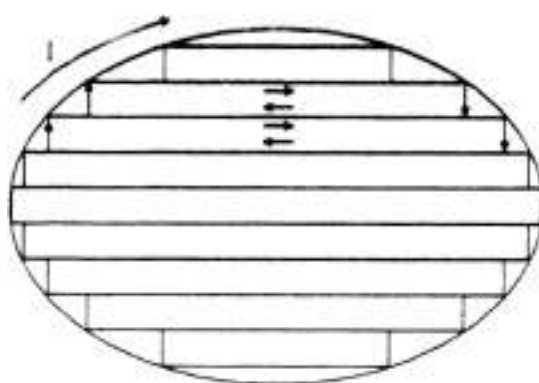
Hình 4.25

(4.40a)

trong đó $S = \sum S_k$ là diện tích toàn phần của vòng dây.

4. Lực từ tác dụng lên một dòng điện kín đặt trong từ trường không đều

Xét một dòng điện tròn bán kính r cường độ I , được đặt trong từ trường không đều nhưng đối xứng qua trục dòng điện (Hình 4.26). Trên mỗi phần tử dl của vòng dây, lực $d\vec{F}$ vuông góc với dây và với từ trường. Nhưng vì các đường cảm ứng không song song với nhau (do từ trường không đều) nên những lực $d\vec{F}$ lập một góc khác không với mặt phẳng của vòng dây. Nhưng thành phần $d\vec{F}_1$ của lực song song với mặt phẳng vòng dây, có tác dụng kéo giãn khung (nếu B và p_m trái chiều). Các thành phần $d\vec{F}_n$ vuông góc với khung tạo nên lực tổng hợp $\vec{F}$ có tác dụng làm khung dịch chuyển trong từ trường. Ta dễ dàng thấy rằng nếu vectơ mômen từ p_m cùng hướng với từ trường, vòng dây chịu tác dụng của lực kéo nó về phía có từ trường mạnh hơn (xem



Hình 4.26

hình 4.26); độ lớn của lực này là:

$$F = p_{11} \cdot \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (4.41)$$

với x là phương của từ trường, $\frac{\partial B}{\partial x}$ là gradien từ trường. Ta thấy trong từ trường đều $\frac{\partial B}{\partial x} = 0$ nên $F = 0$. Trong trường hợp tổng quát, khi một khung có dòng điện được đặt trong từ trường không vuông góc với mặt phẳng của khung, nó chịu tác dụng của ngẫu lực quay cho mômen từ của nó song song với từ trường và lực kéo nó về phía từ trường mạnh hơn. Điều này giúp ta giải thích tại sao một thanh nam châm hay một cuộn dây có dòng điện lại hút được mặt sắt. Đó là vì nam châm hay cuộn dây gây ra chung quanh nó một từ trường. Dưới tác dụng của từ trường này, mặt sắt bị nhiễm từ biến thành những nam châm nhỏ, có mômen từ xác định và những nam châm này bị hút về phía thanh nam châm hay ống dây là nơi có từ trường mạnh hơn.

Như vậy ta lại thu được các kết quả giống như trường hợp một lưỡng cực điện đặt trong điện trường; vì vậy có thể gọi dòng điện kín là lưỡng cực từ (xem §2).

5. Điện kế khung quay

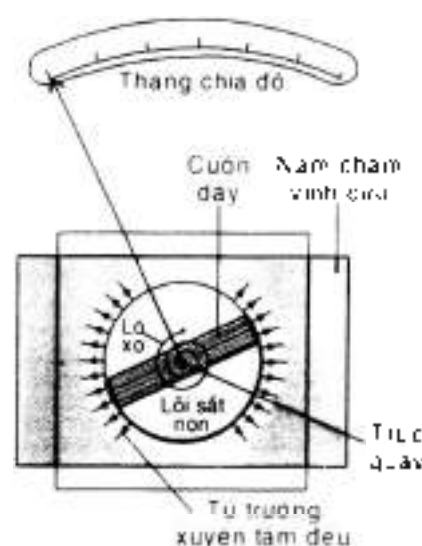
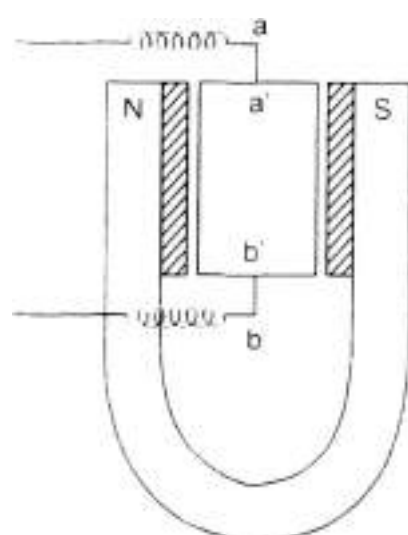
Lực tác dụng của từ trường lên dòng điện được ứng dụng trong kĩ thuật điện; đó là cơ sở để tạo nên các dụng cụ đo điện và động cơ điện. Để làm ví dụ ta xét điện kế khung quay. Điện kế khung quay là dụng cụ ứng dụng tác dụng của từ trường lên 1 khung dây điện để đo cường độ những dòng điện nhỏ.

a) Cấu tạo

Trong điện kế khung quay, dòng điện chạy qua 1 khung hình chữ nhật tạo bởi vài trăm vòng dây rất nhỏ băng đồng, quấn xít nhau (dây được phủ 1 lớp vecni cách điện) (hình 4.27).

Khung được nối vào 2 sợi dây kim loại nhỏ aa' và bb' thường ở vị trí thẳng đứng. Hai dây này có 3 công dụng:

- dây treo;



Hình 4.27

- dây nối với mạch điện:

- dây xoắn: khi khung lệch khỏi vị trí cân bằng (là vị trí của khung khi chưa có dòng điện - thường được gọi là vị trí 0), thì hai dây aa' và bb' tác dụng lên khung một ngẫu lực gọi là *ngẫu lực xoắn*, kéo khung trở về vị trí cân bằng.

Khung được đặt giữa 2 cực của 1 nam châm có hình dạng đặc biệt, sao cho các đường cam ứng từ *luôn luôn nằm trong một phẳng khung và vuông góc với các cạnh thẳng đứng của khung* dù khung quay đều bất kì vị trí nào (từ trường do nam châm tạo ra được gọi là *từ trường xuyên tâm*).

b) Chuyển vận

Khi có dòng điện cường độ I chạy vào khung điện kế thì khung chịu tác dụng ngẫu lực từ; mômen của ngẫu lực từ chỉ bởi

$$M = NBI\Delta \quad (4.42)$$

với N là số vòng dây tạo thành khung.

Ngẫu lực từ có tác dụng làm cho khung quay, lệch khỏi vị trí 0 lúc ban đầu. Nhưng khi khung lệch khỏi vị trí 0 thì các dây trên tác dụng lên khung một ngẫu lực xoắn; mômen của ngẫu lực này tỉ lệ với góc quay của khung (so với vị trí 0). Các tác dụng của ngẫu lực xoắn và ngẫu lực từ *ngược nhau* do đó sau một vài dao động khung đạt tới 1 vị trí cân bằng mới, tại đó hai ngẫu lực từ và xoắn cân bằng nhau.

Nếu α là góc quay của khung (so với vị trí 0) thì mômen ngẫu lực xoắn được tính theo công thức

$$M = C\alpha, \quad (4.49)$$

với C là một hằng số phụ thuộc vào các dây treo gọi là hằng số xoắn. Khi khung cân bằng ta có

$$\begin{aligned} M &= M' \\ NBS &= C\alpha \\ I &= \frac{C}{NBS} \alpha \end{aligned} \quad (4.44)$$

Ta thấy cường độ dòng điện I qua khung điện kế tỉ lệ với góc quay của khung. Vậy đo góc quay α sẽ suy ra giá trị của I .

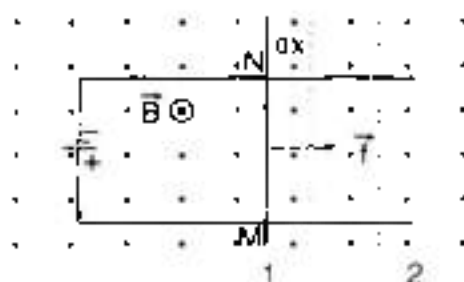
Các điện kế khung quay có ưu điểm là có thể phát hiện và đo được những dòng điện cực nhỏ: một điện kế nhạy có thể đo được những dòng điện cường độ 10^{-11} A .

Ngoài ra ta nhận thấy chiều quay của khung tùy thuộc vào chiều dòng điện: nếu chiều dòng điện đổi thì chiều quay của khung cũng đổi.

§7. CÔNG CỦA LỰC TỪ

1. Công của lực từ khi một đoạn dây dẫn mang dòng điện dịch chuyển trong từ trường đều

Xét một mạch điện như hình 4.28 đặt trong từ trường đều $\vec{B}$ vuông góc với mặt phẳng của mạch điện. Dòng điện chạy trong mạch có cường độ I được giữ không thay đổi. Một phần của mạch điện là một đoạn dây dẫn MN có chiều dài l có thể trượt song song với chính nó



Hình 4.28

trên hai nhánh của mạch điện. Lực tác dụng lên đoạn dây MN có cường độ

$$f = I l B,$$

có phương vuông góc với $\vec{B}$ và đoạn MN. Dưới tác dụng của lực này, đoạn dây dẫn MN dịch chuyển một đoạn nhỏ dx , công cơ học mà lực từ $\vec{f}$ thực hiện là:

$$dA = f \cdot dx = [B] dx = IB dS = Id\Phi$$

trong đó dS là diện tích do MN quét được trong quá trình dịch chuyển, $d\Phi$ là từ thông qua diện tích do đoạn MN quét khi dịch chuyển.

Nếu từ trường không vuông góc với mặt phẳng của mạch điện ta phân tích $\vec{B}$ ra hai thành phần: $\vec{B}_n$ vuông góc với mạch, $\vec{B}_t$ song song với mạch. Vì lực tác dụng luôn vuông góc với từ trường nên lực do $\vec{B}_t$ gây ra vuông góc với dịch chuyển dx , và công của nó bằng không. Do đó công của lực từ chỉ là công của lực do $\vec{B}_n$ gây ra và ta có:

$$dA = I B_n dS = Id\Phi$$

trong đó $B_n dS = d\Phi$ là từ thông do MN quét được hay số đường cảm ứng từ mà đoạn MN cắt trong quá trình dịch chuyển.

Nếu MN dịch chuyển một quãng đường hữu hạn, với điều kiện dòng điện trong mạch không đổi, từ vị trí 1 đến vị trí 2, thì công của lực từ là:

$$A = \int_1^2 dA = I \int_1^2 d\Phi = I \Delta\Phi$$

với $\Delta\Phi$ là từ thông qua diện tích bị quét. Ta thấy $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$, trong đó Φ_1 là từ thông qua cả mạch kín ở vị trí đầu; Φ_2 là từ thông qua cả mạch kín ở vị trí cuối của MN. Như vậy $\Delta\Phi$ chính là độ biến thiên từ thông qua mạch, và ta có:

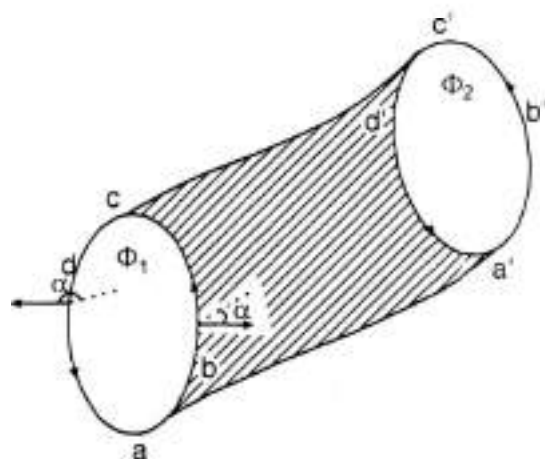
$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I \Delta\Phi \quad (4.45)$$

Để dùng chứng minh được rằng trong trường hợp từ trường không đều và đoạn mạch có dạng bất kì, kết quả trên vẫn đúng

2. Công của lực từ khi một mạch điện kín dịch chuyển trong từ trường

Ta hãy tính công của lực từ khi một mạch điện kín dịch chuyển trong từ trường không đều. Để đơn giản, ta xét mạch kín dịch chuyển trong từ trường vuông góc với mặt phẳng của mạch như trên hình 4.29.

Lực tác dụng lên phần abc của mạch lập với hướng dịch chuyển những góc nhọn ($\alpha < 90^\circ$). Do đó công thực hiện bởi lực ở phần đó là A_1 mang dấu dương. Công này có giá trị bằng cường độ dòng điện chạy trong mạch nhân với từ thông do phần mạch này quét trong quá trình dịch chuyển, bao gồm từ thông Φ_0 qua phần diện tích có gạch chéo cộng với từ thông Φ_2 qua diện tích của mạch ở vị trí cuối



Hình 4.29

$$A_1 = I(\Phi_0 + \Phi_2)$$

Lực tác dụng lên phần mạch của cda lập một góc tù với hướng dịch chuyển nên công A_2 của nó mang dấu âm (vì $\alpha > 90^\circ$); về độ lớn công A_2 được tính bằng tích của cường độ dòng điện I với từ thông do phần mạch này quét, bao gồm Φ_0 cộng với Φ_1 qua mạch ở vị trí ban đầu

$$A_2 = -I(\Phi_0 + \Phi_1)$$

Công của lực từ khi toàn mạch dịch chuyển là:

$$A = A_1 + A_2 = I[(\Phi_0 + \Phi_2) - (\Phi_0 + \Phi_1)]$$

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi, \quad (4.46),$$

trong đó $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$ là độ biến thiên của từ thông qua mạch sau khi mạch dịch chuyển.

Dễ dàng chứng minh rằng kết quả trên vẫn đúng trong trường hợp mạch kín dịch chuyển một cách bất kì trong từ trường không đều bất kì. Ta thấy trường ta xét ở đoạn 1 trên chỉ là trường hợp riêng,

trong đó chỉ có một phần của mạch dịch chuyển, phần còn lại vẫn giữ cố định.

Như vậy: "Công của lực từ khi một mạch điện bất kì mang dòng điện không đổi dịch chuyển trong từ trường, bằng tích giữa cường độ dòng điện chạy trong mạch với độ biến thiên từ thông qua diện tích của mạch đó". Từ đó có thể thấy rằng: trong trường hợp đặc biệt khi một mạch kín chuyển động tịnh tiến trong một từ trường đều thì công của lực từ thực hiện bằng không

3. Năng lượng (từ) của mạch điện kín đặt trong từ trường

Xét một mạch điện kín, nhỏ có diện tích S , mang dòng điện cường độ I đặt trong từ trường có cảm ứng từ $\vec{B}$. Mạch điện có một năng lượng từ xác định, có giá trị bằng công cần thực hiện để đưa nó vào trong từ trường.

Giả sử ban đầu, mạch điện đặt ở vô cực, nơi có từ trường bằng không, khi đó từ thông qua mạch là $\Phi_1 = 0$. Ở vị trí sau (hiện tại) từ thông qua mạch là $\Phi_2 = \Phi$:

Công của lực từ để đưa mạch vào trong từ trường là:

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Phi$$

Công của ngoại lực cần thực hiện có dấu ngược với công của lực từ nên có giá trị là $-I\Phi$. Công này biến thành năng lượng từ W của mạch điện, ta có:

$$W = -I\Phi = -IBScos\alpha = -\vec{p_m} \cdot \vec{B} \quad (4.47)$$

Người ta gọi năng lượng W này là *thế năng của mạch điện kín trong từ trường*, hay còn gọi là *thế năng của lưỡng cực từ trong từ trường*. Những kết quả vừa thu được cho thấy rằng biểu thức của năng lượng của lưỡng cực từ trong từ trường (4.47) giống với biểu thức của năng lượng lưỡng cực điện trong điện trường.

$$W = -\vec{p_e} \cdot \vec{E}$$

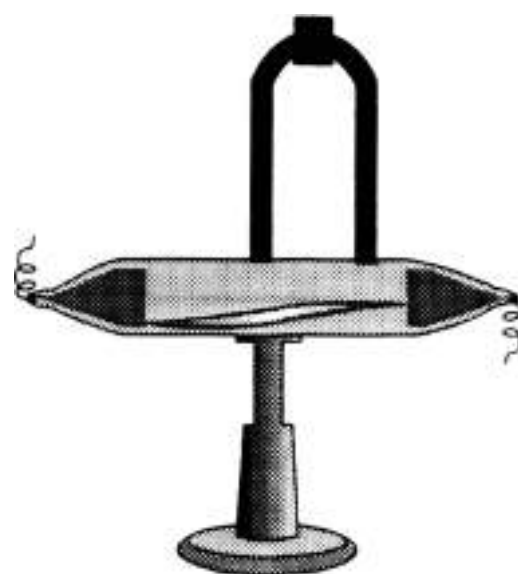
Từ (4.47) áp dụng công thức $F_x = -\frac{\partial W}{\partial x}$ ta dễ dàng rút ra biểu thức (4.41) của lực từ.

Ta cần chú ý rằng, để xét công của lực từ tác dụng lên dòng

điện, ta luôn luôn phải giả thiết rằng dòng điện được giữ không đổi trong suốt quá trình ta xét. Điều này rất quan trọng vì khi một dây dẫn dịch chuyển trong từ trường còn xảy ra hiện tượng cảm ứng điện từ, trong mạch điện xuất hiện thêm suất điện động cảm ứng (xem chương IV) làm thay đổi cường độ dòng điện chạy trong mạch nên ta phải có biện pháp để giữ cho dòng điện đó không đổi.

§8. LỰC LORENTZ

1) Như ta đã biết lực từ tác dụng lên một đoạn dây dẫn chỉ xuất hiện khi trong đoạn dây dẫn đó có dòng điện chạy qua. Nhưng dòng điện trong dây dẫn chính là dòng chuyển dời có hướng của các điện tích tự do bên trong nó. Do đó ta có thể đi đến nhận xét rằng lực tác dụng của từ trường lên đoạn dây dẫn chính là được xác định bởi lực từ tác dụng lên từng điện tích chuyển động trong dây dẫn và lực này được những điện tích riêng biệt truyền cho dây dẫn. Quan niệm về lực tác dụng của từ trường lên điện tích chuyển động đã được thực nghiệm chứng minh là đúng. Chẳng hạn nếu ta đặt một ống phóng tia âm cực trong một từ trường, chùm tia âm cực (chùm electron) sẽ bị lệch đi (hình 4.30). Đó là vì lực tác dụng của từ trường lên từng electron đã làm cho quỹ đạo của nó bị cong đi. Biểu thức của lực này được Lorentz xác định từ thực nghiệm, nên được gọi là *lực Lorentz*.



Hình 4.30

2) Ta hãy tìm biểu thức của lực tác dụng của từ trường lên điện tích chuyển động dựa vào công thức Ampère.

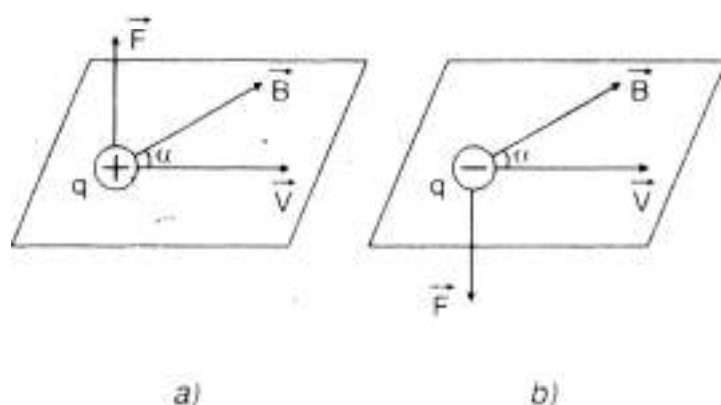
Xét lực từ tác dụng lên một đoạn vật dẫn thẳng dài l , có

dòng điện với cường độ I chạy qua. Theo công thức Ampere, lực này có biểu thức $\vec{M} = I[\vec{M} \times \vec{B}]$, với $\vec{M}$ là vectơ có độ dài MI , có chiều là chiều của dòng điện I , và $\vec{B}$ là vectơ cảm ứng từ của từ trường. Ta có $I\vec{M} = SMI\vec{e}$ với $\vec{e} = n_e q \vec{v}$, trong đó $\vec{e}$ là vectơ mật độ dòng điện; S là diện tích của tiết diện vật dẫn; n_e là mật độ hạt mang điện tự do trong vật dẫn, $\vec{v}$ là vận tốc của chuyển động định hướng của các hạt mang điện; q là điện tích của hạt mang điện. Do đó lực tác dụng lên đoạn dây M là $\vec{M} = SMI n_e q \vec{v} \times \vec{B}$, trong đó SM là thể tích đoạn vật dẫn và $N = SM n_e$ là số hạt mang điện tự do trong đoạn đó. Như vậy $\vec{M}$ là lực từ tác dụng lên N hạt mang điện. Từ đó lực từ tác dụng lên một hạt mang điện có điện tích q chuyển động với vận tốc $\vec{v}$ trong từ trường có cảm ứng từ $\vec{B}$ là

$$\vec{f} = \frac{\vec{M}}{N}$$

$$\text{hay} \quad \vec{f} = q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (4.48)$$

Đó chính là biểu thức của lực Lorentz. Ta thấy phương của lực Lorentz vuông góc với các vectơ $\vec{v}$ và $\vec{B}$, chiều của lực Lorentz được xác định theo quy tắc sau đây: *Đặt bàn tay trái duỗi thẳng để cho các đường cảm ứng từ (vectơ $\vec{B}$) xuyên vào lòng bàn tay, chiều từ cổ tay đến ngón tay trung với chiều của vectơ vận tốc $\vec{v}$ của hạt, khi đó ngón tay cái choãi ra chỉ chiều của lực Lorentz nếu hạt mang điện dương ($q > 0$) và chỉ chiều ngược lại nếu hạt mang điện âm.* (Trong trường hợp $q > 0$ quy tắc này trùng với quy tắc bàn tay trái xác định lực từ tác dụng lên đoạn dây dẫn mang dòng điện). Hình 4.31 biểu diễn lực tác dụng lên điện tích dương tại a) và lên điện tích



Hình 4.31

âm (b) chuyển động trong từ trường $\vec{B}$. Lực Lorentz $\vec{f}$ có độ lớn

$$f = |q|vB\sin\alpha, \quad (4.49)$$

với α là góc giữa vectơ $\vec{v}$ và $\vec{B}$. Nếu $\vec{v} // \vec{B}$ nghĩa là điện tích chuyển động dọc theo đường sức từ trường, thì $\alpha = 0$ và $f = 0$!

3) Ta đã thu được biểu thức của lực Lorentz bằng cách xuất phát từ lực từ tác dụng lên một dây dẫn có dòng điện chạy qua đứng yên trong từ trường, khi đó $\vec{v}$ là vận tốc tương đối của điện tích đối với từ trường. Trong dây dẫn $\vec{v}$ là vận tốc trung bình của chuyển động định hướng của điện tích. Tuy nhiên, biểu thức (4.49) của lực Lorentz mà ta thu được là đúng cho mọi điện tích chuyển động và $\vec{v}$ là vận tốc riêng của điện tích đó.

Tất nhiên, ngay cả khi vật dẫn không có dòng điện, thì những hạt mang điện trong vật dẫn vẫn chuyển động nhiệt hỗn loạn; do đó vẫn có lực Lorentz tác dụng lên chúng. Thế nhưng do vận tốc chuyển động nhiệt là không ưu tiên theo hướng nào, nên lực tác dụng lên từng điện tích riêng biệt cũng không có phương ưu tiên. Kết quả là lực tác dụng tổng hợp của các điện tích riêng biệt lên vật dẫn là bằng không và do đó lực từ tác dụng lên vật dẫn cũng bằng không.

§9. CHUYỂN ĐỘNG CỦA HẠT MANG ĐIỆN TRONG ĐIỆN TRƯỜNG VÀ TỪ TRƯỜNG

Khi một hạt mang điện, có điện tích q và khối lượng m , chuyển động trong không gian, ở đó cả điện trường và từ trường, thì nó chịu tác dụng của cả lực điện và lực từ, xác định theo công thức (gọi là công thức Lorentz):

$$\vec{f} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (4.50)$$

Theo định luật thứ hai Newton, phương trình chuyển động của hạt có dạng:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (4.51)$$

Dưới đây ta sẽ dựa vào phương trình (4.51) để xét chuyển động của hạt mang điện trong một số trường hợp đơn giản và ứng dụng trong khoa học và kĩ thuật.

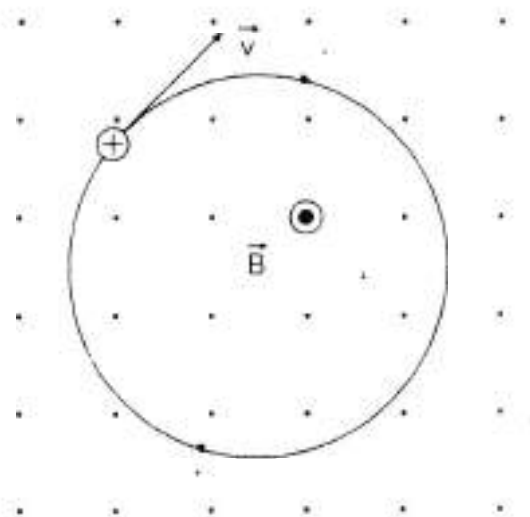
1. Chuyển động của hạt mang điện trong từ trường đều

A. Xét một hạt khối lượng m mang điện tích q , có vận tốc ban đầu là $\vec{v}$ đi vào khoảng không gian có từ trường đều với cảm ứng từ $\vec{B}$; bỏ qua tác dụng của trọng lực (điều này có thể chấp nhận được, vì khối lượng m của hạt cần xét là rất nhỏ). Phương trình chuyển động của hạt có dạng:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (4.52)$$

Trước hết ta nhận xét ngay rằng: vì lực Lorentz $\vec{f}$ luôn luôn vuông góc với $\vec{v}$, nên công của lực Lorentz luôn bằng không, động năng của hạt không đổi; do đó độ lớn v của vận tốc không đổi trong quá trình hạt chuyển động.

a) Đầu tiên, để đơn giản ta xét trường hợp vận tốc $\vec{v}$ vuông góc với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ (Hình 4.32) và giả thiết $q > 0$. Khi đó độ lớn của lực Lorentz tác dụng lên hạt bằng $f = qvB$ (4.52), nghĩa là có giá trị không đổi. Vì lực Lorentz vuông góc với phương chuyển động nên nó đóng vai trò của lực hướng tâm. Dưới tác dụng của lực đó hạt chuyển động đều theo một đường tròn bán kính r , và phương trình (4.52) bây giờ có dạng:



Hình 4.32

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad (4.53)$$

Từ đó ta tìm được bán kính r của quỹ đạo tròn của hạt

$$r = \frac{v}{\frac{q}{m} B} \quad (4.54)$$

Ta thấy bán kính quỹ đạo phụ thuộc vào vận tốc v của hạt mang điện, vào độ lớn cảm ứng từ B và vào tỉ số $\frac{q}{m}$ (tỉ số này được gọi là *điện tích riêng* của hạt mang điện).

Chu kì T của chuyển động của hạt mang điện (thời gian chuyển động một vòng) bằng:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{\frac{q}{m} B} \quad (4.55)$$

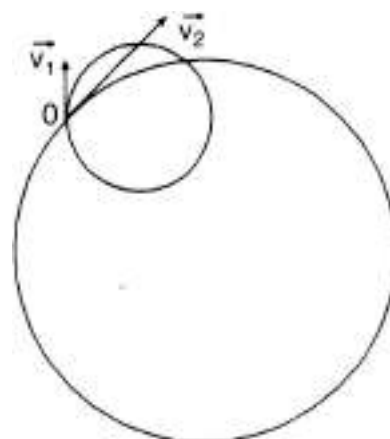
Từ đó, vận tốc góc (tần số góc) ω của hạt (góc quay được trong một giây) bằng

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{q}{m} B \quad (4.56)$$

Tần số góc ω được gọi là *tần số xyclôtron*.

Ta thấy chu kì T và tần số góc ω của hạt chỉ phụ thuộc vào điện tích riêng $\frac{q}{m}$ và cảm ứng từ B , chứ không phụ thuộc vào vận tốc v .

Nếu hai hạt giống nhau, cùng xuất phát từ một điểm O trong từ trường nhưng với vận tốc ban đầu $\vec{v}_1$ và $\vec{v}_2$ khác nhau, như trên hình 4.32a, thì sau khi chuyển động một vòng với cùng một khoảng thời gian, chúng sẽ gặp lại nhau ở O .



Hình 4.32a

b) Bây giờ ta xét trường hợp tổng quát khi vận tốc ban đầu $\vec{v}$ của hạt lập với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ một góc α bất kì (khác $\pi/2$). Phân tích $\vec{v}$ làm hai thành phần: $\vec{v}_t$ song song với $\vec{B}$ và $\vec{v}_n$ vuông góc với $\vec{B}$, ta có:

$$v_t = v \cos \alpha \quad \text{và} \quad v_n = v \sin \alpha.$$

Lực Lorentz gây bởi thành phần $\vec{v}_t$ bằng không (vì $\vec{v}_t \parallel \vec{B}$).

Chỉ có lực Lorentz, xác định bởi thành phần $\vec{v}_\perp$, là khác không:

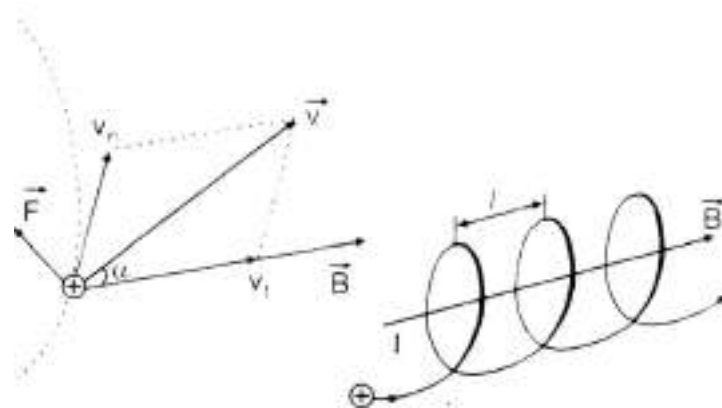
$$f = qvB \sin \alpha = qv_\perp B, \quad (4.57)$$

lực này làm cho hạt chuyển động theo đường tròn nằm trong mặt phẳng vuông góc với $\vec{B}$. Như vậy chuyển động của hạt là tổng hợp của hai chuyển động:

- Chuyển động tròn đều trong mặt phẳng vuông góc với $\vec{B}$, với vận tốc dài bằng $v_\perp$, với bán kính quỹ đạo r , chu kì T và tần số góc ω xác định bằng các công thức (4.54), (4.55), (4.56), trong đó thay v bằng $v_\perp = v \sin \alpha$;

- Chuyển động đều theo quan tính với vận tốc $v_\parallel = v \cos \alpha$ dọc theo phương của $\vec{B}$.

Vì vậy quỹ đạo của hạt là một đường xoắn ốc hình trụ, có trục trùng với phương của vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ (Hình 4.33). Bước của đường xoắn ốc là



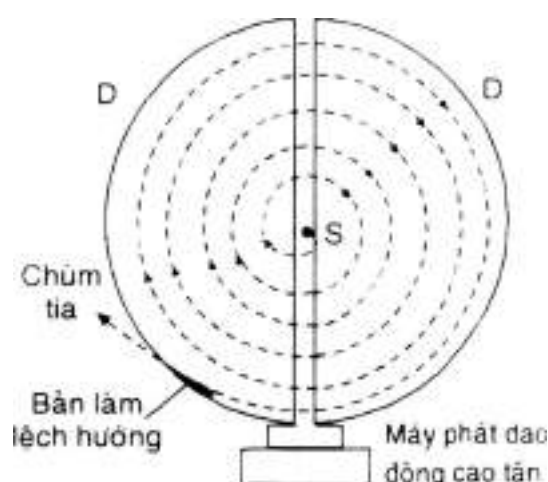
Hình 4.33

$$l = v_\parallel T = \frac{2\pi v \cos \alpha}{\omega} = \frac{1}{B} \frac{m v \cos \alpha}{q} \quad (4.58)$$

B) Một số ứng dụng

a) *Máy gia tốc* Người ta ứng dụng tính chất không phụ thuộc vào vận tốc của chu kì quay của hạt mang điện để chế tạo những máy gia tốc hạt mang điện gọi là xyclôtron, dùng để tạo nên những chùm hạt mang điện có vận tốc và năng lượng lớn trong việc nghiên cứu hạt nhân nguyên tử. Cấu tạo của xyclôtron được vẽ trên hình 4.34. Nó gồm hai điện cực, có dạng hai nửa hình hộp trụ tròn (thường gọi là *đương* hay cực D), được đặt trong một buồng đã hút hết chân không và đặt giữa hai cực của một nam châm điện lớn (để tạo ra một từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với mặt phẳng của các cực).

Đặt vào hai cực một hiệu điện thế xoay chiều cao tần khoảng vài chục kilôvôn, do một máy phát cao tần cung cấp. Những hạt mang điện được cung cấp từ một nguồn, đặt ở giữa khe hở của hai cực. Quá trình gia tốc các hạt mang điện được thực hiện làm nhiều bước. Giả sử, khi hiệu điện thế giữa hai cực là lớn nhất, ở khe giữa hai cực có một hạt mang điện dương; khi đó hạt sẽ chịu tác dụng của điện trường, và bị hút vào giữa điện cực âm. Khoảng



Hình 4.34

không gian trong điện cực là đồng thể, ở đó hạt chỉ chịu tác dụng của từ trường. Với vận tốc vừa thu được dưới tác dụng của từ trường hạt sẽ chuyển động theo quỹ đạo tròn, có bán kính tỉ lệ với vận tốc. Người ta chọn tần số của hiệu điện thế xoay chiều bằng tần số xyclôtron của hạt (công thức 4.56). Sau khi hạt chuyển động được nửa vòng tròn và đến khe hở giữa hai cực, thì lúc đó hiệu điện thế đã đổi dấu (sau một nửa chu kì) và đạt giá trị cực đại. Hạt lại được điện trường giữa hai khe tăng tốc thêm, rồi bay vào trong cực thứ hai, với vận tốc lớn hơn; do đó quỹ đạo của hạt có bán kính lớn hơn trước, nhưng thời gian chuyển động của hạt trong điện cực thì vẫn không đổi (và bằng nửa chu kì). Quá trình tăng tốc cứ tiếp tục mãi. Quỹ đạo của hạt có dạng gần như một đường xoắn ốc. Năng lượng cực đại $W_{\max}$ có thể cung cấp cho hạt phụ thuộc vào cảm ứng từ của nam châm điện, vào bán kính quỹ đạo cực đại $r_{\max}$ của hạt ($r_{\max} = R$ - bán kính các cực). Theo (4.54)

$$r_{\max} = R = \frac{v_{\max}}{q \cdot B} \cdot m$$

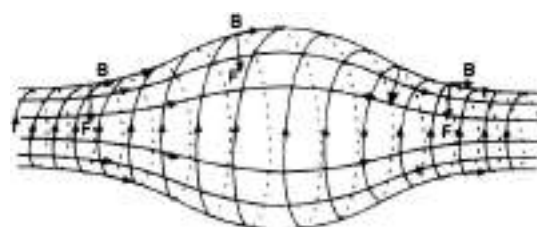
$$\text{từ đó} \quad W_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = \frac{q^2}{2m} R^2 B^2 \quad (4.54)$$

Thông thường $W_{\max}$ có thể đạt tới vài chục MeV (đối với hạt prôtôn chẳng hạn $W_{\max} \approx 25$ MeV). Nhưng khi hạt thu được năng

lương lớn tới mức nào đó thì khối lượng m của hạt tăng lên (do hiệu ứng tương đối tính) và tần số xiclôtron (công thức (4.56) giảm. Do đó muốn cho năng lượng của hạt lớn, người ta phải, hoặc là thay đổi tần số của hiệu điện thế tăng tốc (trong máy gia tốc xincro - xiclôtron hay phazôtron); hoặc là thay đổi từ trường sao cho tỉ số $\frac{m}{B}$ không đổi (trong máy xincrôtôn); hoặc cả tần số của hiệu điện thế tăng tốc lẫn từ trường đều biến đổi (trong máy xincrophazôtron). Nhờ đó có thể cung cấp cho hạt một năng lượng hàng chục GeV (1 GeV = 10^9 eV) và lớn hơn.

b) Hiện tượng cực quang

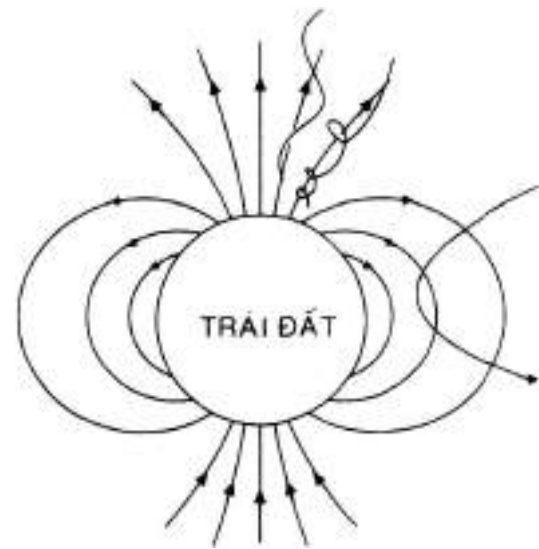
Tính chất chuyển động theo đường xoắn ốc của hạt mang điện trong từ trường, được sử dụng trong các thiết bị dùng từ trường giữ cho chùm hạt tích điện luôn luôn ở trong vùng không gian hẹp. Trên hình 4.35a có vẽ chuyển động xoắn ốc của một hạt tích điện dương trong một từ trường không đều (đường cam ứng từ α phía phải và phía trái sát nhau hơn, chứng tỏ ở đó từ trường mạnh hơn. Nếu từ trường ở một đầu đủ mạnh, hạt sẽ



Hình 4.35a

bị "phản xạ" ở đầu ấy. Nếu hạt bị phản xạ ở hai đầu, ta bảo nó bị "bẫy" trong một "chai từ". Các hạt tích điện như electron và proton, cũng bị từ trường của Trái Đất bẫy như thế, tạo nên một vành đai gọi là vành đai bức xạ Van Allen ở trên tầng cao của khí quyển Trái Đất, giữa địa cực từ Bắc và Nam; các hạt cứ chạy đi, chạy lại giữa hai đầu của "chai từ" của vành đai ấy trong vòng vài giây. Cụ thể là trong các tia vũ trụ từ không gian vũ trụ đi tới Trái Đất có một lượng lớn các hạt tích điện có năng lượng cao. Mặt Trời cũng gửi tới Trái Đất dòng hạt tích điện mỗi khi có một "bùng nổ" ở Mặt Trời. Khi tới gần bề mặt Trái Đất các hạt tích điện này bắt đầu chịu tác dụng của trường Trái Đất. Trên hình (4.35b) có vẽ một số quỹ đạo của các hạt

này. Các hạt bay tới cực từ của Trái Đất, có vận tốc gần song song với đường sức từ trường hầu như chuyển động dọc theo đường sức từ trường và cuốn quanh đường sức. Tới gần bề mặt Trái Đất, độ lớn của cảm ứng từ $\vec{B}$ của từ trường Trái Đất tăng, bán kính đường tròn xoắn ốc r (tính theo (4.54)) thu nhỏ lại. Các hạt tích điện bay tới bề mặt xích đạo của Trái Đất, có vận tốc hầu như vuông góc với các đường sức của từ trường, lệch khỏi hướng ban đầu theo những quỹ đạo cong gần như một cung của đường tròn. Các hạt có vận tốc bé chuyển động theo những cung gần nửa đường tròn và quay ngược trở lại. Chỉ những hạt có vận tốc v lớn bị lệch ít mới đạt đến bề mặt Trái Đất. Đó chính là nguyên nhân cường độ tia vũ trụ trên bề mặt Trái Đất gần xích đạo thì bé và tăng dần khi chuyển đến các vĩ độ cao. Các dòng bức xạ hạt từ Mặt Trời đến, tương tác và chạm với các phân tử và nguyên tử khí làm cho chúng phát quang ở các lớp cao của khí quyển. Hiện tượng này quan sát thấy chủ yếu ở các vùng gần địa cực được gọi là hiện tượng "cực quang", trải rộng thành một cung trên cao trên mặt đất mà ta gọi là vòng cực quang.

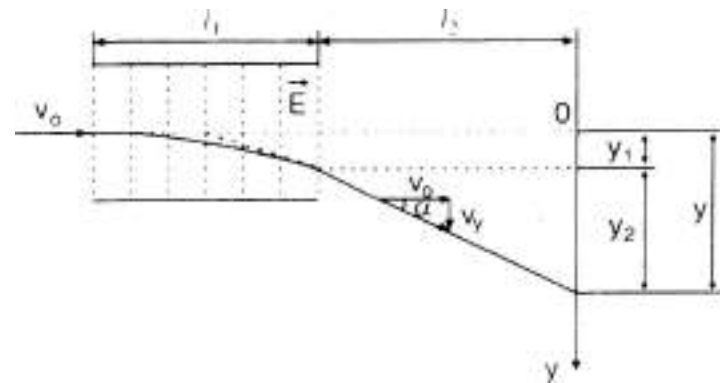


Hình 4.35b

2. Sự lệch của hạt mang điện chuyển động trong điện trường và từ trường

a) Xét một chùm hẹp các hạt mang điện có khối lượng m và điện tích q các electron chẳng hạn chuyển động với vận tốc ban đầu $\vec{v}_0$ đi qua khoảng không gian giữa hai bản của một tụ điện phẳng đặt nằm ngang có chiều dài l_1 (Hình 4.36). Nếu giữa hai bản tụ điện chưa có điện trường, hạt mang điện sẽ chuyển động thẳng đều và đập vào màn chắn tại điểm O ; khoảng cách từ màn tới tụ điện là l_2 . Đặt vào giữa hai bản tụ điện một hiệu điện thế, và để cho đơn giản, giả thiết khoảng cách giữa hai bản tụ điện là nhỏ so với kích thước của

chúng để cho điện trường $\vec{E}$ giữa hai bản có thể xem là đều. Khi đó chuyển động của hạt mang điện có thể xem là tổng hợp của hai chuyển động: chuyển động đều theo phương $\vec{v}_0$ với vận tốc v_0 ; và chuyển động nhanh dần đều theo phương vuông góc với các bản, với gia tốc $a = \frac{F}{m} = \frac{qE}{m}$ và với vận



Hình 4.36

tốc ban đầu bằng không. Thời gian hạt mang điện chuyển động trong điện trường là $t = \frac{l_1}{v_0}$. Sau khoảng thời gian đó hạt bị lệch theo phương Oy vuông góc với các bản tụ điện một khoảng:

$$y_1 = \frac{at^2}{2} = \frac{qE}{2m} \cdot \frac{l_1^2}{v_0^2}$$

Khi hạt bắt đầu ra khỏi tụ điện, vận tốc theo phương Oy của hạt là:

$$v_y = at = \frac{qE}{m} \cdot \frac{l_1}{v_0}$$

Bắt đầu từ đó, hạt chuyển động đều theo phương của vận tốc tổng hợp $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_y$ lập với $\vec{v}_0$ một góc α xác định bởi:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_y}{v_0} = \frac{q}{m} \cdot \frac{l_1 E}{v_0^2} \quad (4.59)$$

Do đó sau khi ra khỏi tụ điện hạt bị lệch theo phương Oy một khoảng y_2 mà

$$y_2 = l_2 \operatorname{tg} \alpha = \frac{q}{m} \cdot \frac{l_1 l_2}{v_0^2} E$$

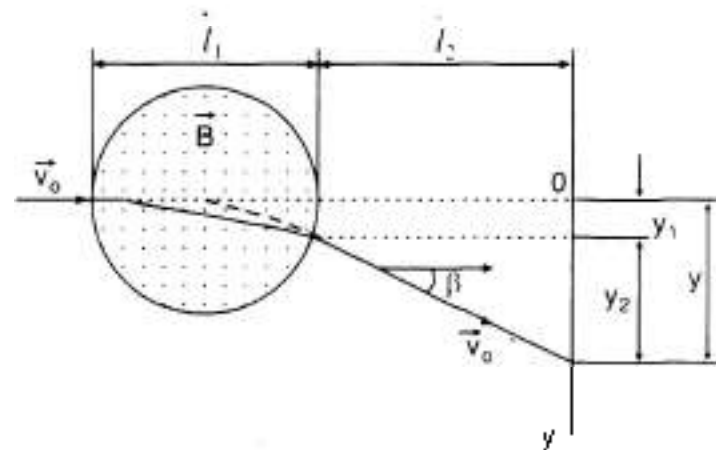
Như vậy độ lệch tổng cộng của hạt mang điện do tác dụng của điện trường $\vec{E}$ là:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{q}{m} \frac{l_1}{v_0^2} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) E. \quad (4.60)$$

hay
$$y = \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) \tan \alpha. \quad (4.60a)$$

Kết quả này cho thấy sau khi rời khỏi tụ điện (rời khỏi điện trường) hạt chuyển động thẳng tựa như là nó đã xuất phát từ giữa tụ điện mà phương chuyển động lập với $\vec{v}_0$ một góc α .

b) Bây giờ ta xét sự lệch của một chùm hạt mang điện chuyển động với vận tốc ban đầu $\vec{v}_0$ đi qua một khu vực chiều dài l_1 trong đó có từ trường, vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với vận tốc $\vec{v}_0$, khoảng cách từ màn tới khu vực có từ trường là l_2 (Hình 4.37). Trong khu vực có từ trường hạt chuyển động theo một cung tròn bán kính



Hình 4.37

$$R = \frac{mv_0}{qB}$$

Khi ra khỏi khu vực đó hạt bị lệch theo phương Oy vuông góc với $\vec{v}_0$ một đoạn y_1 tính theo công thức (hệ thức trong tam giác vuông):

$$l_1^2 = y_1(2R - y_1)$$

Xét trường hợp sự lệch của hạt là nhỏ, ta có $l_1^2 \approx 2Ry_1$, suy ra

$$y_1 = \frac{l_1^2}{2R} = \frac{qB}{2m} \frac{l_1^2}{v_0}$$

Khi ra khỏi khu vực có từ trường hạt chuyển động đều theo

phương lập với phương chuyển động ban đầu một góc β tính theo công thức (hình 4.37).

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{y_1}{l_1} = \frac{2y_1}{l_1} = qB \frac{l_1}{mv_0}$$

Do đó sau khi ra khỏi khu vực có từ trường hạt bị lệch thêm theo phương Oy một khoảng y_2 :

$$y_2 = l_2 \operatorname{tg} \beta = \frac{qBl_1 l_2}{mv_0}$$

Như vậy độ lệch tổng cộng của hạt mang điện do tác dụng của từ trường $\vec{B}$ là:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{qBl_1}{mv_0} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) = \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) \operatorname{tg} \beta \quad (4.61)$$

Ta thấy, khi rời khỏi từ trường hạt chuyển động thẳng tura như là nó đã xuất phát từ tâm của khu vực có từ trường mà phương chuyển động lập với vận tốc ban đầu $\vec{v}$ một góc β .

Theo (4.60) và (4.61) ta nhận thấy sự lệch của hạt mang điện trong điện trường và từ trường tỉ lệ với điện tích riêng $\frac{q}{m}$ của hạt, tỉ lệ với cường độ trường (E hoặc B) và phụ thuộc vận tốc ban đầu v của hạt. Những hạt có cùng điện tích riêng $\frac{q}{m}$ và vận tốc v_0 sẽ bị lệch như nhau và đập vào cùng một điểm trên màn chắn.

3. Ứng dụng của sự lệch của hạt mang điện trong điện trường và từ trường

Dựa vào các kết quả trên, Thomson đã đo được điện tích riêng của electron và đã phát hiện được sự tồn tại của hai đồng vị của neon. Sau đó Aston đã chế tạo ra khối phổ kế để xác định điện tích riêng của các ion.

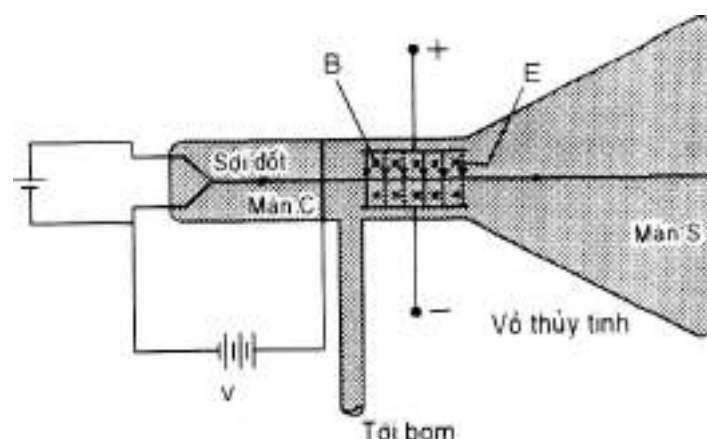
Hơn nữa sử dụng điện và từ trường ta có thể dễ dàng điều khiển chuyển động của electron nói riêng và chùm tia electron nói chung. Vì khối lượng của electron rất nhỏ nên chỉ cần hiệu điện thế 1 vôn đã có thể gia tốc hạt electron đến vận tốc cỡ 500 km/s. Chính

nhờ ưu điểm trên, thiết bị tia electron được áp dụng khá rộng rãi, đặc biệt là trong việc khảo sát các quá trình biến đổi nhanh. Dưới đây ta xét việc xác định điện tích riêng của electron và một số nguyên tắc sử dụng chùm tia electron.

a) Xác định điện tích riêng của electron

Dựa vào sự lệch của hạt mang điện trong điện trường và trong từ trường, năm 1897 nhà vật lý Thomson người Anh đã phát hiện ra electron trong tia âm cực và đã tiến hành thí nghiệm đo điện tích riêng $\frac{e}{m}$ của

electron. Trên hình 4.38a có vẽ một dạng hiện đại của thiết bị mà Thomson đã tiến hành làm thí



Hình 4.38a

nghiệm. Trong một ống chân không, các electron phát ra từ một catốt đốt nóng và được gia tốc bằng hiệu điện thế U . Sau khi đi qua khe trên màn chắn C, chùm electron bay vào một vùng tại đó vận tốc ban đầu $\vec{v}_0$ của chúng hướng vuông góc với một điện trường $\vec{E}$ và một từ trường $\vec{B}$, hai trường $\vec{E}$ và $\vec{B}$ được bố trí vuông góc với nhau như trên hình vẽ. Khi chùm tia electron đập vào màn huỳnh quang S nó gây nên một chấm sáng. Ban đầu chưa đặt điện trường và từ trường ($E = B = 0$), người ta ghi lại vị trí không bị lệch O của chấm sáng. Sau đó cho điện trường $\vec{E}$ tác dụng (B vẫn bằng 0), do độ lệch y của chùm electron dựa vào độ dịch chuyển của vết sáng ban đầu trên màn (từ chiều lệch của vết sáng Thomson đã suy ra electron mang điện tích âm): $y = \frac{eEl^2}{2mv_0^2}$ (đặt $l^2 = l_1(l_1 + 2l_2)$).

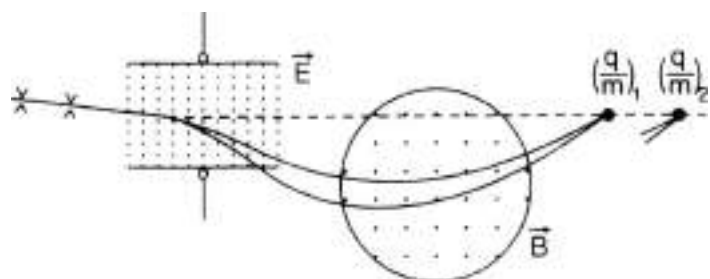
Bây giờ cho cả điện trường và từ trường tác dụng và điều chỉnh cho tác dụng của chúng triệt tiêu lẫn nhau, khi đó chấm sáng

lại trở lại vị trí ban đầu (vì chùm electron không bị lệch). Muốn vậy ta phải có $eE = ev_0B$, hay $v_0 = \frac{E}{B}$. Thay giá trị của v_0 vào công thức trên ta suy ra công thức xác định điện tích riêng $\frac{e}{m}$ của electron:

$$\frac{e}{m} = \frac{2yE}{B^2l^2}$$

trong đó mọi đại lượng ở vế phải đều đo được. Cần nói thêm rằng sau khi đo được điện tích riêng của electron Thomson đã cho rằng hạt đó là thành phần của mọi đối tượng vật chất và nó nhẹ hơn hiđrô (ta hạt nhẹ nhất mà người ta biết hồi đó) hàng ngàn lần. Về sau lý thuyết và thực nghiệm đã chứng minh luận điểm đó của Thomson là hoàn toàn chính xác! Để xác định được điện tích riêng của các ion Aston đã chế tạo thiết bị, gọi là *khối phổ kế*, như trên hình 4.38b. Chùm các ion được tách ra từ một hệ thống các khe hẹp, lần lượt đi qua điện trường $\vec{E}$ và từ trường $\vec{B}$, các trường này có hướng sao cho chúng làm lệch các ion về hai phía ngược nhau. Khi đi qua điện trường, các ion, có điện tích riêng $\frac{q}{m}$ xác định, sẽ bị lệch càng mạnh

nếu vận tốc chuyển động của chúng càng nhỏ (theo (4.60)). Vì vậy khi ra khỏi điện trường chùm các ion có vận tốc khác nhau sẽ có dạng một chùm phân kì. Chùm này đi vào khu vực có từ trường $\vec{B}$, bị lệch về phía ngược lại, và ion có độ lệch càng lớn nếu vận tốc của nó càng nhỏ (theo (4.61)). Do đó sau khi ra khỏi khu vực có từ trường, chùm các ion hội tụ về một điểm (Hình 4.38b). Các ion có điện tích riêng $\frac{q}{m}$ khác nhau sẽ hội tụ tại các điểm khác nhau. Pháp tính chi tiết cho thấy các điểm hội tụ này gần như nằm trên một đường

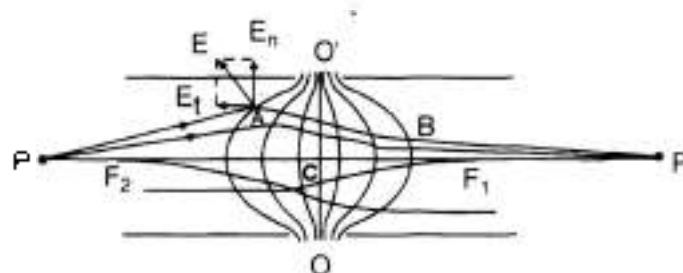


Hình 4.38b

thăng. Đặt một tấm kính anh dọc theo đường thăng đo Aston đã chụp được các vết chấm, mỗi vết ứng với một giá trị $\frac{q}{m}$ xác định (nhờ đó xác định được khối lượng các ion). Ngoài khối phổ kí Aston, còn có các loại khối phổ kí khác.

b) Thấu kính điện

Xét hai hình trụ rỗng đồng trục, bằng kim loại và đặt cách nhau một khe hẹp (hình 4.39a); giữa hai hình trụ đặt một hiệu điện thế $V_2 - V_1 > 0$. Các mặt đẳng thế trong điện trường ở vùng lân cận khe phân bố như trên hình vẽ. Vectơ điện trường $\vec{E}$ vuông góc với mặt đẳng thế và hướng về phía điện trường giảm,

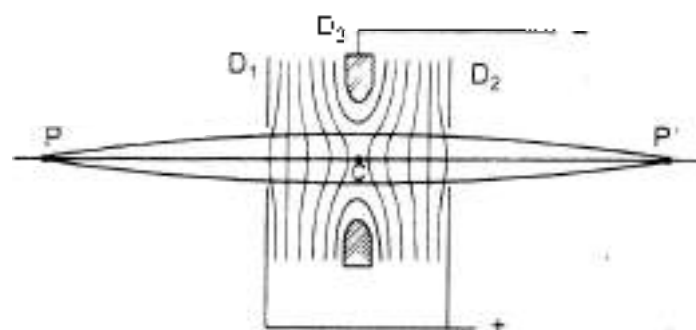


Hình 4.39a

vì vậy có thể phân tích $\vec{E}$ thành hai thành phần: thành phần $\vec{E}_t$ song song với trục hình trụ và thành phần $\vec{E}_n$ vuông góc với trục. Ta xét chuyển động của một chùm tia electron phát ra từ điểm P trên trục hình trụ. Electron khi đến điểm A chẳng hạn chịu tác dụng của điện trường như sau: thành phần $\vec{E}_t$ của điện trường tăng tốc cho electron, còn thành phần $\vec{E}_n$ tác dụng lên electron một lực hướng về trục (electron tích điện âm). Kết quả chùm tia electron đổi hướng, chuyển động về trục PP'. Lập luận trên đúng cho mọi tia electron khi chịu tác dụng của nửa điện trường ở bên trái mặt phẳng OO'. Khi chuyển sang nửa điện trường bên phải mặt phẳng OO', electron tiếp tục được thành phần $\vec{E}_t$ của điện trường tăng tốc, còn thành phần $\vec{E}_n$ lại tác dụng lên electron một lực nhằm làm cho tia electron lại đổi hướng ra xa trục. Tuy nhiên, do đã được tăng tốc, electron đã quay lại gần trục vào vùng mà thành phần $\vec{E}_n$ bé, kết quả tia electron vẫn cắt trục tại điểm P'. Vì lí do đối xứng trục chùm tia

electron phát ra từ P hội tụ về điểm P' . Hệ điện trường như trên hình vẽ, có tác dụng hội tụ chùm tia electron được gọi là một *thấu kính điện*. Tên gọi ấy phản ánh tính chất tương tự với thấu kính quang học. Nghiên cứu chi tiết các thấu kính điện, người ta thấy nếu cho một chùm tia electron song song từ trái sang phải, qua thấu kính chúng sẽ hội tụ tại một điểm F_1 , gọi là tiêu điểm thứ nhất của thấu kính. Khi một chùm tia electron song song chuyển động từ phải sang trái thì chúng tụ tại F_2 (tiêu điểm thứ hai của thấu kính). Khác với thấu kính quang học, ở đây tiêu cự CF_1 nhỏ hơn tiêu cự CF_2 .

Trên hình 4.39b có trình bày một loại thấu kính điện khác mà hai tiêu cự bằng nhau. Thấu kính loại này gồm hai màn chắn D_1 và D_2 nối với nhau. Màn chắn D_3 đặt ở giữa. Nếu điện thế D_1 âm so với điện thế D_2 và D_3 thì thấu kính điện này là thấu kính hội tụ đối với chùm tia electron. Vì phân bố điện thế ở hai nửa không gian bên phải và bên trái D_3 là đối xứng, nên hai khoảng cách trên bằng nhau. Thấu kính điện loại này tương đương với một thấu kính quang học mà môi trường hai bên thấu kính như nhau.



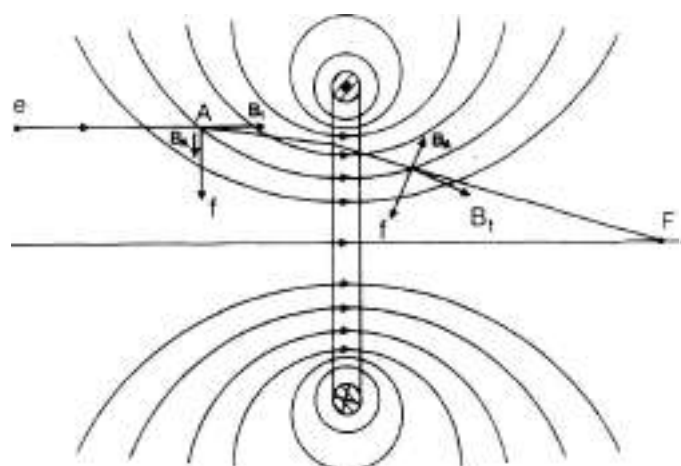
Hình 4.39b

c) Thấu kính từ

Ngoài điện trường, người ta còn có thể dùng hệ từ trường để hội tụ chùm electron. Hệ từ trường như vậy được gọi là một *thấu kính từ*. Để giải thích nguyên tắc hoạt động của nó, ta xét hệ từ trường của một vòng dây như trên hình 4.40.

Giả sử electron chuyển động từ trái sang phải theo phương vuông góc với mặt phẳng vòng dây, tức là song song với trục vòng dây (cũng chính là trục của thấu kính). Tại A có thể phân tích vectơ

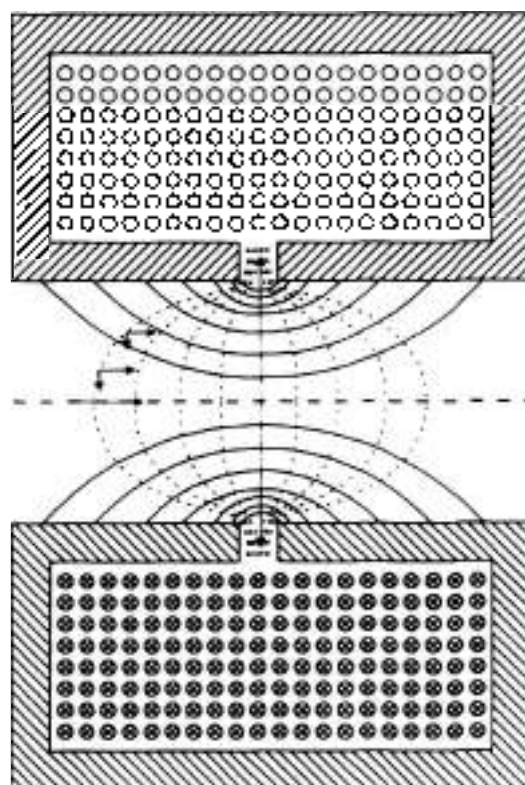
cảm ứng từ $\vec{B}$ thành hai thành phần: $\vec{B}_1$ song song với quỹ đạo electron và $\vec{B}_n$ vuông góc với quỹ đạo electron, mỗi thành phần $\vec{B}_1$ và $\vec{B}_n$ đều tác dụng lên electron một lực Lorentz. Lực Lorentz $|e|\vec{v} \times \vec{B}_n|$ tác dụng lên electron làm cho electron có thành phần vận tốc v_r hướng ra phía



Hình 4.40

trước mặt phẳng hình vẽ. Lực Lorentz $\vec{f} = |e|\vec{v}_2 \times \vec{B}_1| = |e| |\vec{B}_1 \times \vec{v}|$ tác dụng lên electron làm cho quỹ đạo electron bị cong lại và hướng về phía trục. Sang bên phải mặt phẳng vòng dây, thành phần B_n của từ trường đối chiều. Lực Lorentz $e|\vec{B}_n \times \vec{v}|$ làm giảm độ lớn thành phần vận tốc v_r . Tuy vậy thành phần v_r của vận tốc chưa kịp đổi dấu. Lực Lorentz $\vec{f} = e|\vec{B}_1 \times \vec{v}|$ làm cho quỹ đạo electron tiếp tục bị cong về phía trục. Kết quả các electron chuyển động song song với trục tụ về điểm F_1 trên trục. F_1 được gọi là tiêu điểm của thấu kính. Kết quả hoàn toàn tương tự nếu electron chuyển động từ phải sang trái. Tiêu điểm thứ hai là F_2 đối xứng với tiêu điểm thứ nhất qua mặt phẳng vòng dây (cũng là mặt phẳng thấu kính).

Trong thực tế người ta dùng hệ nhiều vòng dây cuốn thành một ống trụ dẹt. Để tập trung các đường



Hình 4.41

sức từ, ống dây được đóng kín trong vỏ bằng sắt non có chứa một vòng khe hẹp ở mặt trong (hình 4.41).

Do có thành phần v_z , mặt phẳng ảnh quay một góc α quanh trục so với mặt phẳng vật. Nếu hệ từ trường của thấu kính tập trung trong một vùng hẹp thì góc α cũng bé. Tuy nhiên, lưu ý rằng khi chiều dòng điện trong vòng dây và do đó, chiều của từ trường thay đổi, thì chiều quay cũng thay đổi ngược lại. Vì vậy dùng tổ hợp hai thấu kính mà chiều của từ trường ngược nhau, chúng ta có thể thu được một thấu kính từ mà mặt phẳng ảnh không bị quay.

d) Ống phóng tia điện tử

Ống phóng tia điện tử gồm nhiều loại được sử dụng trong nhiều thiết bị khác nhau. Trong dao động kí điện tử nó dùng để quan sát, nghiên cứu các quá trình điện biến đổi nhanh. Ống phóng trong máy thu hình làm xuất hiện ảnh trên màn huỳnh hình.

Cấu tạo của ống phóng tia điện tử gồm *hệ tạo chùm tia electron*, *hệ điều khiển chùm tia* và *màn huỳnh hình* làm xuất hiện vết sáng khi chùm tia electron đập vào màn.

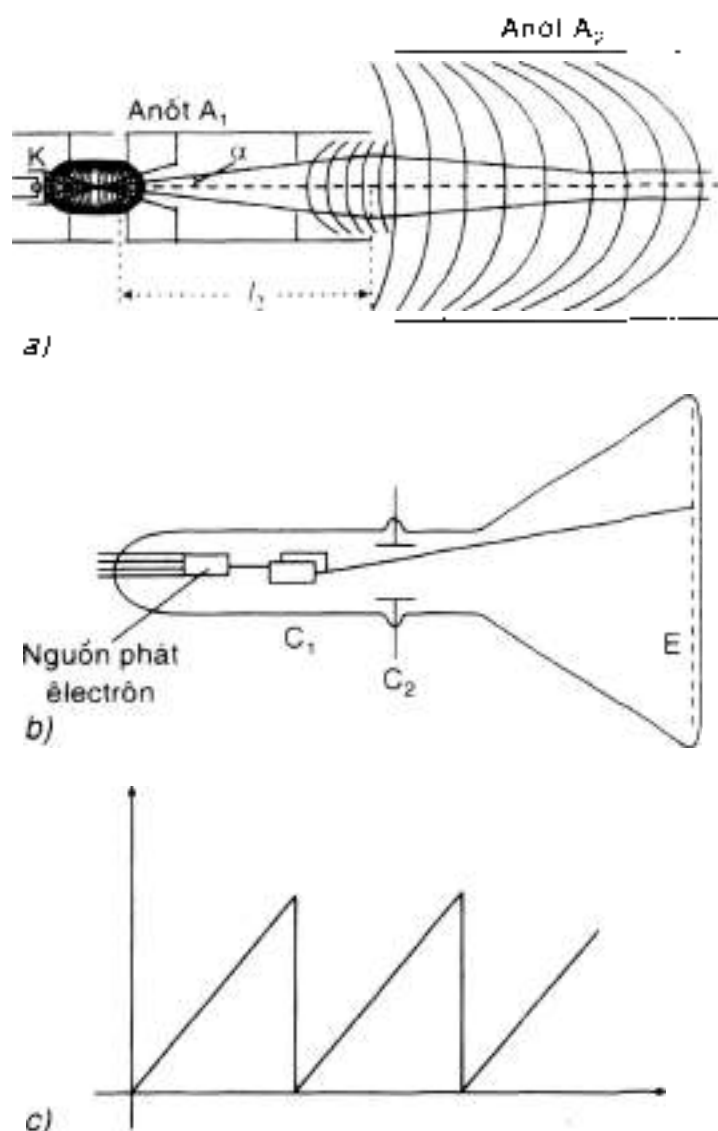
Hệ tạo chùm tia có nhiệm vụ tạo ra chùm tia electron có cường độ mạnh (tức là thông lượng dòng hạt electron lớn) và tập trung trong một tiết diện ngang rất nhỏ (tia mảnh). Để đạt yêu cầu trên, người ta thường dùng hệ thấu kính điện tử như trên hình vẽ 4.42a, gồm catốt K và ba hình trụ đồng trục (Điện cực điều khiển, anốt A và anốt A₂), tất cả được đặt trong chân không cao. Catốt ôxit K được nung nóng bằng dây đốt N là nguồn phát electron. Điện cực điều khiển M thường được đặt ở điện thế âm khoảng từ -20 vôn đến -70 vôn so với catốt, có tác dụng thu hẹp tiết diện ngang dòng electron phát ra từ catốt. Số electron qua cửa sổ của điện cực M phụ thuộc rất nhiều vào điện thế của điện cực. Thay đổi điện thế này có thể thay đổi được số electron trong chùm, và do đó cuối cùng thay đổi được cường độ vết sáng trên màn huỳnh hình. Điện thế của A₁ dương so với catốt K. Điện thế của A₂ dương so với A₁. Sự phân bố các mặt đẳng thế vẽ trên hình 4.42 tạo thành hai thấu kính điện (giữa K và A₁, giữa A₁ và A₂). Thay đổi điện thế A₁ và A₂, là thay đổi độ hội tụ của các thấu kính điện và do đó có thể điều chỉnh cho chùm tia hội tụ

ngay trên màn hiện hình. Điện thế của anốt A_2 so với catốt còn xác định động năng của electron trong chùm tia. Thông thường điện thế V_{A_1} (250 ÷ 500), vẫn còn điện thế V_{A_2} (1.000 ÷ 2.000) vôn, đường kính vết sáng trên màn hiện hình có thể đạt đến cỡ vài phần mười mm.

Hệ điều khiển chùm tia có thể là một hệ điện hay từ trường. Thông thường hệ điện trường do hai tụ điện mà mặt phẳng tụ đặt vuông góc với nhau (hình vẽ 4.42b). Thay đổi điện trường trong tụ điện C_1 có thể làm cho tia electron và do đó vết sáng trên màn hình dịch chuyển theo phương nằm

ngang. Chẳng hạn nếu tác dụng vào hai bản của tụ C_1 hiệu điện thế răng cưa (hình vẽ 4.42c) thì vết sáng sẽ chuyển động đều theo phương nằm ngang và cuối mỗi chu kỳ răng cưa thì tức khắc quay về điểm xuất phát. Tương tự, thay đổi điện trường trong tụ C_2 có thể làm cho vết sáng dịch chuyển theo phương thẳng đứng. Như vậy với hệ hai tụ C_1 và C_2 , dùng hai hiệu điện thế điều khiển có thể làm cho vết sáng trên màn hiện hình dịch chuyển đến mọi điểm bất kỳ trên màn.

Màn hiện hình được tạo nên từ một lớp chất phát quang phát sáng khi tia electron đập vào. Tụ thuộc chất phát quang mà thời



Hình 4.42

gian phát sáng có thể kéo dài, lưu ảnh trong một thời gian ngắn hay tắt ngay.

Trong dao động ki điện tử, người ta đưa hiệu điện thế rơng của vào tụ C_1 , còn dao động cần nghiên cứu đưa vào tụ C_2 . Kết quả trên màn hiện hình xuất hiện đường cong biểu diễn sự thay đổi của dao động thế theo thời gian. Nếu chọn chu kì của hiệu điện thế rơng của bằng một số nguyên lần chu kì dao động nghiên cứu thì đường biểu diễn sẽ ổn định trên màn hiện hình.

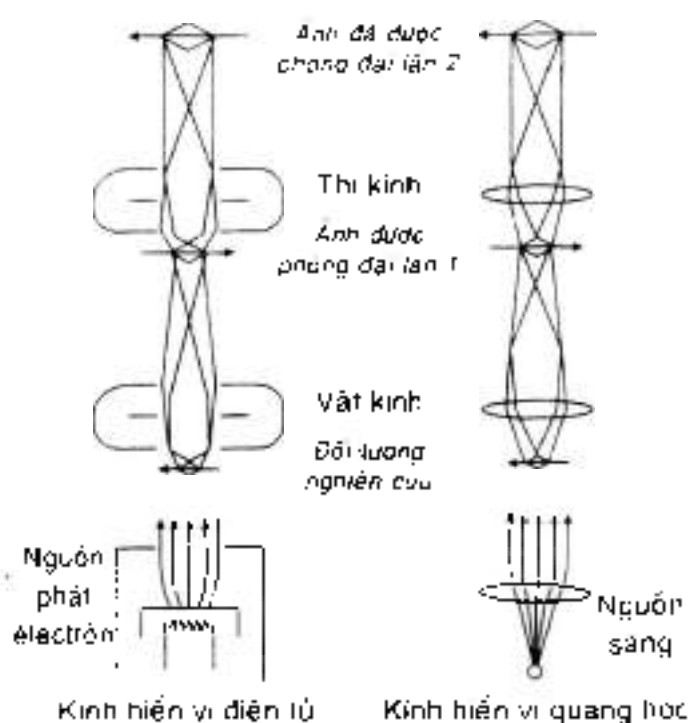
Trong máy thu hình, người ta điều khiển cho vết sáng quét khắp màn hiện hình. Tín hiệu ảnh đưa vào lưới điều khiển M đập tắt hay tăng giảm cường độ chùm tia. Màn hiện hình lưu ảnh trong thời gian vết sáng quét khắp một ảnh. Sự phân bố vết sáng (theo quy luật của tín hiệu ảnh) tại các điểm trên màn hiện hình cho ta ảnh cần thu. Muốn tạo một ảnh cần đến hàng trăm nghìn điểm sáng tới. Muốn cho người, cảnh vật trên ảnh vận động, phải tạo được 25 ảnh trong một giây. Vì vậy mỗi giây cần đến hàng triệu tín hiệu ảnh tác dụng vào lưới điều khiển M của ống phóng tia điện tử.

đ) Kính hiển vi điện tử

Đặc trưng quan trọng nhất của kính hiển vi là khả năng phân giải, tức là khả năng phân biệt những chi tiết bé nhất của đối tượng nghiên cứu. Kí hiệu λ là khoảng cách bé nhất giữa hai điểm trên đối tượng mà ảnh của chúng tách biệt nhau. Hai điểm trên đối tượng cách nhau bé hơn λ sẽ có ảnh hợp lại với nhau, vì vậy dù kính có hệ số phóng đại lớn hơn bao nhiêu thì cũng chỉ có thể làm cho ảnh ấy lớn lên mà không giúp ta phân biệt được hai điểm ấy. Đại lượng λ đặc trưng cho khả năng phân giải và được gọi là *độ phân giải* (hay *năng suất phân li*) của kính hiển vi. Trong quang học người ta chứng minh rằng, kính hiển vi dùng ánh sáng bước sóng λ , do phân giải giới hạn là $\lambda \approx \frac{\lambda}{2}$. Kính hiển vi quang học tốt nhất dùng ánh sáng nhìn thấy (bước sóng $\lambda \approx 0,4$ micrôn (hay 4 000 Å) không thể phân biệt được những chi tiết bé hơn 0,2 micrôn (2 000 Å).

Kính hiển vi điện tử là một hệ thiết bị quang điện tử. Trên

hình 4.43 có trình bày sơ đồ nguyên lý của một loại kính hiển vi điện tử. Trong kính hiển vi điện tử thay cho các thấu kính quang học người ta dùng những thấu kính điện hoặc từ, thay cho các tia sáng nhìn thấy người ta dùng những chùm tia electron bay trong chân không áp suất $10^{-4} - 10^{-5}$ mm Hg hay thấp hơn. Các electron này được gia tốc bằng hiệu điện thế hàng chục (có



Hình 4.43

khí hàng trăm nghìn vôn (tức với bước sóng $\lambda_e \ll \lambda$). Các tia electron xuất phát từ một điểm trên đối tượng nghiên cứu sẽ tụ lại tại một điểm trên màn phát quang tạo thành ảnh của đối tượng.

Tùy thuộc loại thấu kính được sử dụng mà người ta phân kính hiển vi điện tử thành loại thấu kính từ, thấu kính điện, hay loại tổ hợp điện từ. Tùy thuộc đặc trưng nghiên cứu lại được phân thành loại tia electron chiếu xuyên qua, loại nghiên cứu đối tượng khối (phát xạ, phản xạ, phản xạ "gương" tia electron). Phổ biến hơn cả là kính hiển vi điện tử loại điện từ kiểu electron chiếu xuyên qua đối tượng nghiên cứu. Tuy nhiên vì electron tích điện, tương tác với vật chất nên tia electron chỉ có thể chiếu xuyên qua những lớp mỏng (bề dày cỡ micrôn). Chẳng hạn để nghiên cứu vi khuẩn hay siêu vi khuẩn người ta phải tạo ra những màng chất keo mang vi khuẩn hay siêu vi khuẩn mỏng cỡ vài phần mười micrôn. Tia electron chiếu xuyên qua màng chất keo sẽ bị khúc tán và một phần bị hấp thụ khác nhau tại các phần khác nhau của đối tượng. Ảnh của đối tượng trên màn hiện hình được chụp vào phim ảnh.

§10. HIỆU ỨNG HALL

1. Thí nghiệm Hall

Năm 1879 nhà vật lý học Mĩ. Hall phát hiện thấy hiện tượng sau: Khi dòng điện không đổi I chạy qua bản M bằng vàng đặt thẳng góc với từ trường (hình 4.44) thì giữa hai điểm A và C trên hai mặt bên (trên và dưới) xuất hiện một hiệu điện thế $V_A - V_C$. Hiệu điện thế này tỉ lệ với tích số của cường độ dòng điện I và độ lớn cảm ứng từ B , tỉ lệ nghịch với chiều dày b của bản M :

$$V_A - V_C = k \cdot \frac{IB}{b} \quad (4.62)$$

Hệ số tỉ lệ k được gọi là *hằng số Hall*

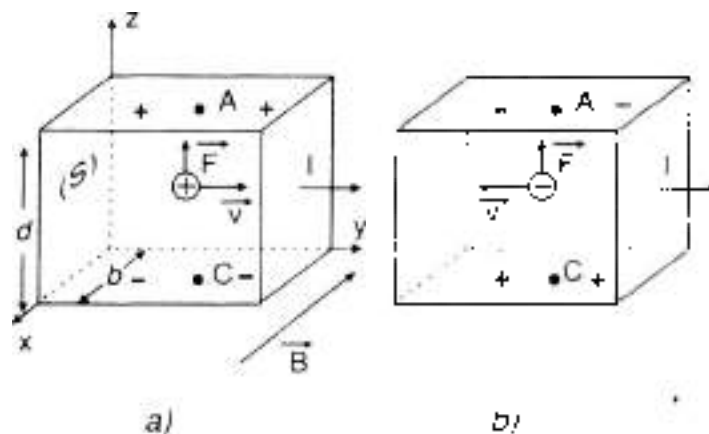
Các nghiên cứu về sau chứng tỏ rằng hiệu ứng Hall xảy ra ở mọi kim loại và bán dẫn. Hằng số Hall k tùy thuộc loại vật dẫn

2. Giải thích. Hiệu

ứng Hall có thể giải thích bằng thuyết electron và được xem là kết quả tác dụng của lực Lorentz. Thật vậy, theo lý thuyết electron dòng điện I là dòng dịch chuyển có hướng của các electron. Giả sử $\vec{v}$ là vận tốc định hướng trung bình của các electron theo phương dòng điện. Lực Lorentz tác dụng lên electron có phương vuông góc với phương dòng điện và cảm ứng từ $\vec{B}$, và có độ lớn:

$$F_R = e.v.B$$

Dưới tác dụng của lực Lorentz $\vec{F}_R$ electron dịch chuyển và tập trung trên mặt bên trên; kết quả là mặt bên trên tích điện âm, còn mặt dưới thiếu electron tích điện dương (hình 4.44b). Trong bán kim



Hình 4.44

loại xuất hiện điện trường $\vec{E}$. Lực mà điện trường $\vec{E}$ tác dụng lên electron là $\vec{F}_E$:

$$\vec{F}_E = e\vec{E}.$$

Biết
$$E = \frac{V_A - V_C}{d}$$

ta suy ra
$$F_E = e \frac{(V_A - V_C)}{d}$$

Trong trạng thái dừng lực $\vec{F}_E$ mà điện trường tác dụng lên electron cân bằng với lực Lorentz:

$$F_E = F_R$$

$$\frac{e(V_A - V_C)}{d} = e.v.B$$

$$V_A - V_C = v.B.d$$

Mặt khác, cường độ dòng điện I lại có thể biểu diễn dưới dạng:

$$I = e.n_0.S.v = e.n_0.b.d.v$$

trong đó n_0 là mật độ electron tự do trong kim loại;

từ đó
$$v = \frac{I}{en_0bd}$$

và
$$V_A - V_C = \frac{1}{en_0} \cdot \frac{IB}{b} \quad (4.63)$$

So sánh (4.63) với (4.62) ta thấy hằng số Hall k bằng:

$$k = \frac{1}{n_0 e} \quad (4.64).$$

Ta thấy dấu của hằng số k và, do đó, dấu của hiệu điện thế $V_A - V_C$ tùy thuộc vào dấu của điện tích e .

Trên hình (4.44a.b) có minh họa cả hai trường hợp khi phần tử tải điện tích điện dương và âm.

Thực nghiệm đã xác nhận đối với kim loại hằng số Hall có dấu âm vì electron là phần tử tải điện trong kim loại. Như vậy đo hằng số Hall đối với các chất bán dẫn có thể phán đoán về phần tử tải điện trong bán dẫn. Khi $k < 0$ phần tử tải điện là electron; khi $k > 0$ phần tử tải điện trong bán dẫn là lỗ trống. Khi đồng thời tồn tại cả

hai loại phân tử tải điện trong bán dẫn. hằng số k cho biết loại phân tử tải điện nào là cơ bản.

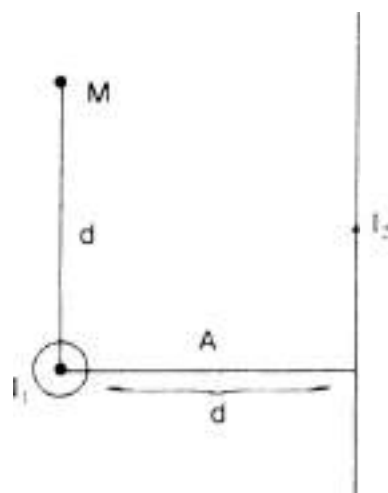
Cần chú ý thêm rằng công thức (4.64) chưa thật chính xác. Thật vậy theo thuyết lượng tử electron trong kim loại tuân theo phân bố Fécmi, vì vậy sử dụng vận tốc trung bình $\bar{v}$ theo thuyết electron cổ điển để tính toán là chưa chính xác. Phép tính chính xác hơn cho kết quả:

$$k = \frac{2}{3} \frac{1}{n_e e} \quad (4.65)$$

Hiệu ứng Hall được ứng dụng để xác định nồng độ, dấu của hạt tải điện trong vật (kim loại, bán dẫn) để đo từ trường (theo công thức (1.61b)).

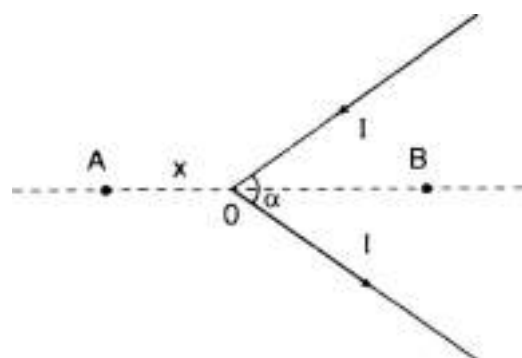
BÀI TẬP CHƯƠNG IV

IV.1. Cho hai dây dẫn thẳng, dài không cắt nhau, vuông góc với nhau và cách nhau $d = 10 \text{ cm}$ (Hình 4.45). Dây dẫn thứ nhất mang dòng điện $I_1 = 50 \text{ A}$, dây dẫn thứ hai mang dòng điện $I_2 = 60 \text{ A}$. Tính cảm ứng từ B tại điểm A cách đều hai dây dẫn và tại điểm M cách I_1 một khoảng d như hình vẽ.

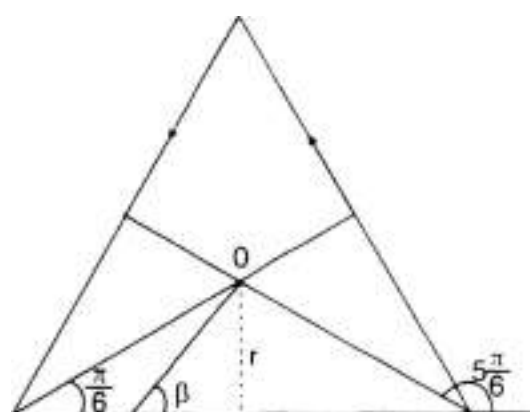


Hình 4.45

IV.2 Một dây dẫn thẳng dài được gấp lại ở giữa tạo thành góc α và cho dòng điện I qua dây dẫn đó. Xác định cường độ từ trường H tại hai điểm A, B nằm trên đường phân giác, trên đường kéo dài của phân giác của góc α và cùng cách đỉnh một khoảng x (Hình 4.46).

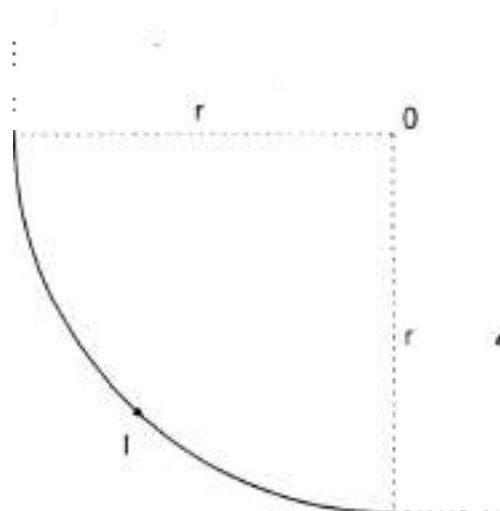


Hình 4.46

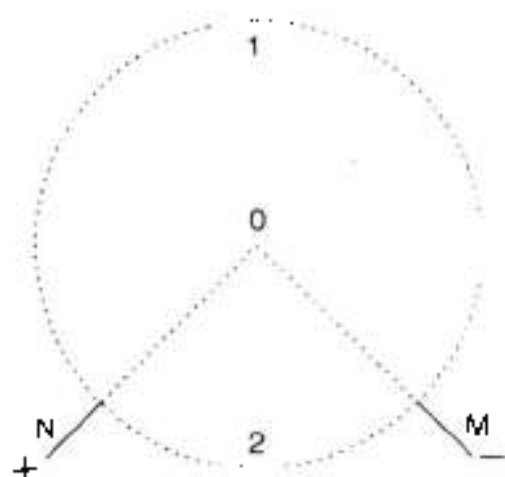


Hình 4.47

- IV.3.** Một dòng điện $I = 40\text{A}$ chạy vòng theo ba cạnh của một tam giác đều có cạnh $a = 30\text{cm}$. Xác định cảm ứng từ B tại điểm O là trọng tâm của tam giác (Hình 4.47).
- IV.4.** Có một dây dẫn thẳng dài, đoạn ở giữa được uốn cong thành một cung tròn, góc ở tâm bằng 90° , bán kính r . Cho dòng điện I chạy qua dây dẫn. Xác định cảm ứng từ B tại điểm O (Hình 4.48). Cho biết $I = 10\text{A}$, $r = 10\text{ cm}$.



Hình 4.48



Hình 4.49

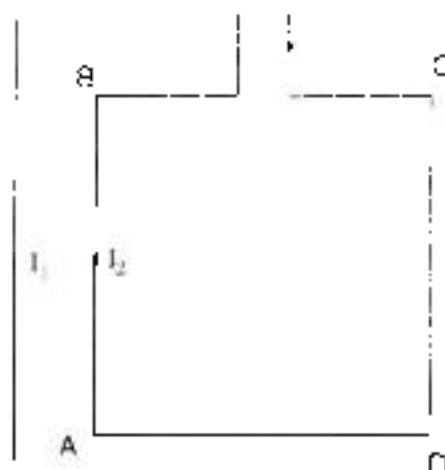
- IV.5.** Một đoạn dây dẫn tiết diện không đổi được uốn thành vòng tròn. Nối hai điểm bất kì của vòng tròn với hai cực của một nguồn điện bằng hai dây dẫn xuyên tâm rất dài (Hình 4.49).

Hỏi từ trường tại tâm của vòng tròn thay đổi thế nào nếu N di chuyển trên vòng tròn.

IV.6. Một dòng điện cường độ $I = 6A$ chạy trong một dây điện uốn thành hình chữ nhật có các cạnh $a = 16\text{ cm}$, $b = 30\text{ cm}$. Hãy xác định vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ và vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ gây tại tâm O của mạch điện đó.

IV.7 Tìm tỉ số giữa chiều dài l và đường kính D của một xônônốt sao cho có thể tính cường độ từ trường tại tâm của nó theo công thức ống dây dài vô hạn mà không sai quá 1%.

IV.8. Một dòng điện thẳng dài vô hạn có cường độ $I_1 = 10A$ đặt cạnh một khung dây điện uốn thành hình vuông mỗi cạnh dài $l = 40\text{ cm}$. Cạnh gần nhất của khung cách dây một khoảng $a = 2\text{ cm}$. Dòng điện I_2 chạy trong khung có cường độ $I_2 = 2,5A$ cho rằng khung dây không biến dạng.



Hình 4.50

Tính lực tác dụng của dòng điện thẳng dài vô hạn lên khung. Cho biết chiều dòng điện như hình vẽ (Hình 4.50).

IV.9. Một dây dẫn uốn thành hình tròn bán kính $R = 20\text{ cm}$ mang dòng điện $I = 10A$ được đặt trong từ trường đều có cảm ứng từ $B = 0,2T$ và có phương vuông góc với mặt phẳng vòng dây. Tính lực căng F đặt lên dây dẫn.

IV.10. Một xônônốt dài gồm các vòng dây đồng (đường kính tiết diện dây $d = 0,1\text{ mm}$), bán kính mỗi vòng $R = 1\text{ cm}$. Cho dòng điện $I = 10\text{ A}$ chạy qua xônônốt và đặt ống dây vào trong từ trường $\vec{B}$ sao cho trục của ống dây trùng với phương đường sức của từ trường. Hỏi với giá trị nào của cảm ứng từ B thì vòng dây sẽ bị kéo đứt do tác dụng của lực từ. Cho biết ứng suất của dây đồng

khi đứt (giới hạn bền) là $\sigma_p = 2,3 \cdot 10^8 \text{ N/m}$

- IV.11.** Hai vòng dây dẫn mảnh giống nhau hình tròn bán kính $R = 10 \text{ cm}$ được đặt đồng trục sát nhau, cách nhau $d = 1 \text{ mm}$; mỗi vòng dây mang dòng điện $I = 10 \text{ A}$. Tính lực tương tác giữa hai vòng dây.
- IV.12.** Hai khung dây mang dòng điện, có cùng mômen từ bằng $p_m = 0,01 \text{ A/m}^2$, được đặt cách nhau $d = 50 \text{ cm}$ sao cho mômen từ của khung thứ hai vuông góc với trục của khung thứ nhất; kích thước của các khung rất nhỏ so với khoảng cách giữa hai khung. Tính mômen lực tác dụng lên khung thứ hai.
- IV.13.** Một hình trụ bằng gỗ dài $l = 10 \text{ cm}$, khối lượng $m = 250 \text{ g}$ mang một khung dây phẳng hình chữ nhật gồm 10 vòng dây bao quanh sát hình trụ và mặt phẳng khung dây đi qua trục hình trụ. Đặt hình trụ trên mặt phẳng nghiêng góc $\alpha = 30^\circ$ so với mặt ngang trong từ trường đều, có cảm ứng từ $B = 0,5 \text{ T}$ và hướng thẳng đứng từ dưới lên trên. Ban đầu mặt phẳng khung dây song song với mặt phẳng nghiêng. Tìm cường độ I_0 của dòng điện chạy trong khung sao cho hình trụ nằm cân bằng trên mặt phẳng nghiêng. Nếu cường độ dòng điện qua khung dây có cường độ bằng $2I_0$, thì hình trụ sẽ lăn đi một góc bằng bao nhiêu? Xem rằng ma sát trượt giữa hình trụ và mặt phẳng nghiêng rất lớn.
- IV.14.** Hai cuộn dây nhỏ giống nhau được đặt sao cho trục của chúng nằm trên cùng một đường thẳng. Khoảng cách giữa hai cuộn dây $l = 20 \text{ cm}$ rất lớn so với kích thước dài của cuộn dây. Mỗi cuộn dây có $N = 200$ vòng dây, bán kính của vòng dây $R = 1 \text{ cm}$. Cho cùng dòng điện $I = 1 \text{ A}$ chạy qua hai cuộn dây đó. Tính lực tương tác giữa hai cuộn dây.
- IV.15.** Cạnh một dây dẫn thẳng dài mang dòng điện $I_1 = 30 \text{ A}$ người ta đặt một khung dây dẫn hình vuông cạnh $a = 2 \text{ cm}$ mang dòng điện $I_2 = 2 \text{ A}$, sao cho khung và dây dẫn nằm trong cùng một mặt phẳng và hai cạnh đối diện của khung song song với dây. Khung có thể quay xung quanh một trục song song với dây dẫn và đi qua các điểm giữa của hai cạnh đối diện của khung; trục quay cách dây dẫn một đoạn $b = 3 \text{ cm}$. Tính lực tác dụng lên khung

và công cần thực hiện để quay khung một góc 180° xung quanh trục của nó.

IV.6. Cuộn dây của một điện kế gồm 400 vòng có dạng khung chữ nhật dài 3cm, rộng 2cm, được đặt trong một từ trường đều có cảm ứng từ $B = 0,1T$. Dòng điện chạy trong khung có cường độ 1mA.

- 1) Tính thế năng của khung dây trong từ trường tại hai vị trí: một phẳng của khung song song với đường sức từ trường (vị trí 1); một phẳng của khung lập với đường sức từ một góc 30° (vị trí 2);
- 2) Tính công của lực điện từ khi khung dây quay từ vị trí 1 sang vị trí 2.

IV.7. Sau khi được gia tốc bằng hiệu điện thế $U = 300V$ một electron chuyển động song song với một dây dẫn thẳng dài mang dòng điện $I = 5A$ và cách dây dẫn một khoảng $a = 4\text{ mm}$. Tìm lực tác dụng lên dây dẫn.

IV.18. Một electron được gia tốc bằng hiệu điện thế $U = 6.000\text{ V}$, bay vào một từ trường đều có cảm ứng từ $B = 0,018T$; hướng bay của electron lập với đường sức từ trường một góc $\alpha = 30^\circ$. Khi đó quỹ đạo của electron là một đường hình ốc. Tính bán kính của một vòng hình ốc và bước của đường hình ốc.

IV.19. Một electron bay ngang với vận tốc $v_0 = 10^7\text{ m/s}$ vào khoảng giữa hai bản tụ điện nằm ngang dài $l = 5\text{ cm}$, điện trường giữa hai bản có cường độ $E = 100\text{ V/cm}$. Khi ra khỏi tụ điện electron bay vào một từ trường đều có cảm ứng từ $B = 0,01T$ và có đường sức vuông góc với đường sức điện trường. Tính bán kính quỹ đạo hình ốc của electron trong từ trường và bước của đường hình ốc.

IV.20. Một electron có năng lượng $W = 1\text{ keV}$ bay vào một điện trường đều có cường độ điện trường $E = 800V/cm$ theo hướng vuông góc với đường sức điện trường. Hỏi phải đặt một từ trường có phương chiều như thế nào để chuyển động của electron không bị lệch phương.

ĐÁP SỐ CÁC BÀI TẬP CHƯƠNG IV

$$\text{IV.1. } B_A = \frac{\mu_0}{\pi d} \sqrt{I_1^2 + I_2^2} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ T};$$

$$B_M = \frac{\mu_0}{2\pi d} \sqrt{I_1^2 + I_2^2} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ T}.$$

$$\text{IV.2. } H_A = \frac{I(1 + \cos \frac{\alpha}{2})}{2\pi x \sin \frac{\alpha}{2}}; \quad H_B = \frac{I(1 - \cos \frac{\alpha}{2})}{2\pi x \sin \frac{\alpha}{2}}.$$

$$\text{IV.3. } B = \frac{3\mu_0 I}{2\pi x} \cos \frac{\pi}{6}; \quad r = \frac{a}{2} \operatorname{tg} \frac{\pi}{6}$$

$$\text{IV.4. } B = \frac{\mu_0 I}{2r} \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{\pi} \right) = 3,57 \cdot 10^{-4} \text{ T}.$$

$$\text{IV.5. } H = 0; \quad \text{không thay đổi.}$$

$$\text{IV.6. } B = 6,72 \cdot 10^{-5} \text{ T}; \quad H = 53,5 \text{ A/m}.$$

$$\text{IV.7. } VD \geq 7;$$

$$\text{IV.8. } F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi a(a+1)} = 9,52 \cdot 10^{-5} \text{ N}.$$

$$\text{IV.9. } F = IBR = 0,4 \text{ N}$$

$$\text{IV.10. } B_p = \sigma_p \frac{\pi d^2}{4IR} = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ T}.$$

$$\text{IV.11. } F = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi d} 2\pi R = 0,013 \text{ N};$$

$$\text{IV.12. } M = \frac{\mu_0 p_m^2}{2\pi d^3} \approx 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ N.m}.$$

$$\text{IV.13. } I_c = \frac{mg}{2NB\ell} \approx 2,45 \text{ A}; \quad \varphi = 15^\circ 30'.$$

$$\text{IV.14. } F = \frac{3\mu_0 \pi N^2 I^2 R^4}{2l^3} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ N};$$

$$\text{IV.15. } F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 a^2}{4\pi \left[b^2 - \left(\frac{a}{2} \right)^2 \right]} \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ N};$$

$$A = \frac{\mu_0}{\pi} I_1 I_2 a \ln \left| \frac{2b+a}{2b-a} \right| \approx 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ J}.$$

$$\text{IV.16. } 1) W_{r_1} = 0; W_{r_2} = -1,2 \cdot 10^{-8} \text{ J};$$

$$2) A = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ J};$$

$$\text{IV.17. } F = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \sqrt{\frac{2e^3 U}{m}} \approx 4 \cdot 10^{-16} \text{ N};$$

$$\text{IV.18. } R = 1 \text{ cm}; h = 11 \text{ cm};$$

$$\text{IV.19. } R = 5 \text{ mm}; h = 3,6 \text{ cm};$$

$$\text{IV.20. } \vec{E} = |\vec{v} \times \vec{B}|; B = B \sqrt{\frac{m}{2W}} = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ T}.$$

Chương V
TỪ TÍNH CỦA CÁC CHẤT.
TỪ TRƯỜNG TRONG VẬT CHẤT

§1. SỰ TỬ HÓA CÁC CHẤT

1. Thí nghiệm. Có nhiều thí nghiệm chứng tỏ sự tử hóa các chất đặt trong từ trường.

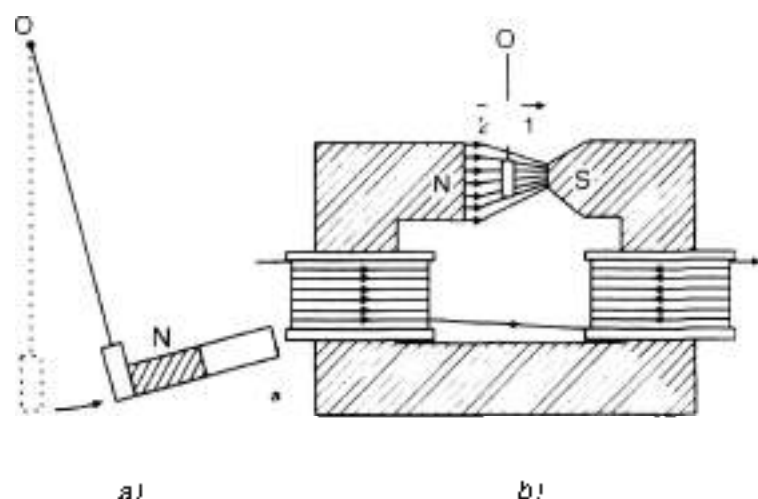
a) Đưa một thỏi sắt lại gần cực của một thanh nam châm, ta thấy thỏi sắt bị nam châm hút (Hình 5.1a). Điều đó có nghĩa là thỏi sắt đã bị *tử hóa* (hay *nhễm từ*) và trở thành một nam châm.

b) Treo một thỏi nhôm (Al) vào từ trường không đều của một nam châm điện mạnh, ta thấy thỏi nhôm cũng bị hút về phía có từ trường mạnh (về phía cực S trên hình 5.1b), nhưng phải quan sát kĩ mới thấy được sự hút này.

Thay thỏi nhôm bằng một miếng bitmut (Bi) ta lại thấy miếng

bitmut bị đẩy ra khỏi nơi có từ trường mạnh (cũng bằng một lực rất yếu). Điều đó chứng tỏ bitmut bị tử hóa trái chiều với sắt và nhôm

Các chất có khả năng tử hóa mạnh thường được gọi là vật liệu từ.



Hình 5.1

2. Phân loại các chất về mặt từ tính

Qua nhiều thí nghiệm tương tự như trên người ta đã đi tới kết luận: *mọi chất đặt trong từ trường sẽ bị từ hóa*. Khi đó chúng trở nên có từ tính và sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ (còn gọi là *từ trường riêng*), khiến cho từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong chất bị từ hóa trở thành:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (5.1)$$

trong đó $\vec{B}_0$ là vectơ cảm ứng từ của từ trường ban đầu (*từ trường từ hóa*).

Tùy theo tính chất và mức độ từ hóa người ta phân biệt ba loại chất chính sau đây:

a) *Chất thuận từ*: $\vec{B}'$ cùng chiều với $\vec{B}_0$ và độ lớn của nó rất nhỏ so với B_0 . Nhôm (Al), vonfram (W), platin (Pt), ôxi, nitơ, không khí, clonit v.v... là chất thuận từ.

b) *Chất nghịch từ*: $\vec{B}'$ ngược chiều với $\vec{B}_0$ và độ lớn của nó rất nhỏ so với B_0 . Bitmut (Bi), đồng (Cu), bery (Be), bo (B), vàng (Au), bạc (Ag), thủy tinh, thạch anh, nước, các khí trơ... là chất nghịch từ.

c) *Chất sắt từ*: $\vec{B}'$ cùng chiều với $\vec{B}_0$ và có thể lớn hơn B_0 hàng chục nghìn lần. Sắt (Fe), niken (Ni), coban (Co), các kim loại thuộc nhóm đất hiếm, một số hợp kim đặc biệt như thép vonfram (93% Fe, 6% W, 1% C, 0,3% Mn)... là chất sắt từ. Ngoài ra còn có *chất phản sắt từ* (xem §5).

§2. GIẢI THUYẾT AMPÈRE. BẢN CHẤT DÒNG ĐIỆN PHẢN TỬ. HIỆU ỨNG NGHỊCH TỬ

1. Giải thuyết Ampère

Để giải thích từ tính của nam châm, Ampère là người đầu tiên nêu lên giả thuyết về các dòng điện kín tồn tại trong lòng nam châm

gọi là *dòng điện phân tử*. Theo Ampère thì từ trường của nam châm chính là từ trường của các dòng điện phân tử trong lòng nam châm đó. Ngày nay ta hiểu dòng điện phân tử là do các electron chuyển động bên trong nguyên tử, phân tử tạo thành. Có thể dùng khái niệm dòng điện phân tử để giải thích sự từ hóa của các chất thuận từ và nghịch từ. Còn đối với sự từ hóa của chất sắt từ không thể giải thích bằng dòng điện phân tử, tuy nhiên cái chính của giả thuyết Ampère là "dòng điện sinh ra từ trường" thì vẫn giữ nguyên giá trị.

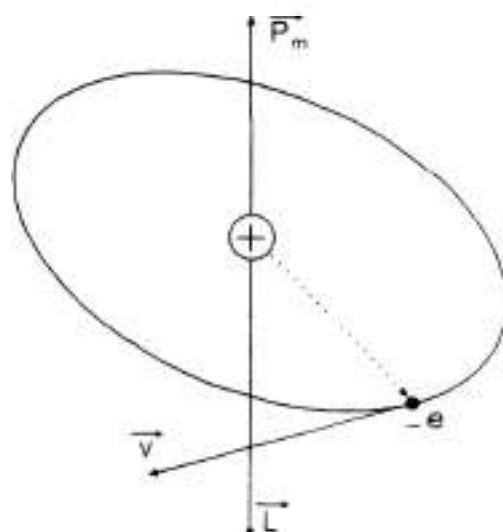
2. Bản chất dòng điện phân tử

Như ta đã 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 hạt nhân có các electron chuyển động. Theo vật lý học cổ điển, các electron này chuyển động trên những quỹ đạo khép kín xác định, do đó tương đương với các 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 chất đó.

Để cho cụ thể ta xét một nguyên tử cô lập chưa đặt trong từ trường ngoài. Để đơn giản, theo quan niệm cổ điển, ta xem như electron trong nguyên tử chuyển động trên một quỹ đạo tròn bán kính r , có tâm trùng với hạt nhân nguyên tử (Hình 5.2). Kí hiệu v và f lần lượt là vận tốc và tần số quay của electron trên quỹ đạo, ta có:

$$f = \frac{v}{2\pi r}$$

Dòng điện tương đương với chuyển động của electron có chiều ngược với chiều quay của electron và có cường độ (đo bằng điện lượng chuyển qua một điểm nào đó trên



Hình 5.2

quỹ đạo trong một giây)

$$I = ef = \frac{ev}{2\pi r} \quad (5.2)$$

trong đó e là độ lớn của điện tích electron. Dòng điện này có mômen từ $\vec{p}_m$ xác định bởi công thức

$$\vec{p}_m = IS\vec{n}$$

trong đó $\vec{n}$ là pháp tuyến dương của mặt phẳng quỹ đạo, $S = \pi r^2$ là diện tích của dòng điện. Vectơ $\vec{p}_m$ còn được gọi là *mômen từ quỹ đạo của electron*. Vectơ $\vec{p}_m$ có phương vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo, có chiều là chiều tiến của cái đinh ốc khi quay nó theo chiều dòng điện I , và có độ lớn

$$p_m = IS = \frac{evr}{2} \quad (5.3)$$

Mặt khác khi electron chuyển động quay xung quanh hạt nhân nó còn có một mômen động lượng

$$\vec{L} = (\vec{r} \times m\vec{v})$$

gọi là *mômen động lượng quỹ đạo của electron*. Vectơ $\vec{L}$ có phương vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo, có chiều sao cho chiều quay của electron là chiều quay thuận xung quanh nó. Như vậy vectơ $\vec{L}$ ngược chiều với pháp tuyến $\vec{n}$ (và do đó cũng ngược chiều với $\vec{p}_m$) và có biểu thức:

$$\vec{L} = -mvr\vec{n} \quad (5.4)$$

Tỉ số giữa hai vectơ $\vec{p}_m$ và $\vec{L}$ của electron gọi là *tỉ số từ - cơ quỹ đạo của electron*, được xác định bởi hệ thức:

$$\gamma = \frac{\vec{p}_m}{\vec{L}} = -\frac{e}{2m} \quad (5.5)$$

(dấu trừ chỉ rõ $\vec{p}_m$ và $\vec{L}$ luôn luôn ngược chiều nhau). Hệ thức (5.5) 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 Einstein - De Haas tiến hành năm 1915 lại cho thấy rằng tỉ số từ - cơ đo được đối với sắt lại

lớn gấp hai lần tỉ số từ - cơ tính theo công thức lý thuyết (5.5). Kết quả này có tầm quan trọng lớn lao không những đối với việc nghiên cứu các tính chất từ của sắt mà còn đối với sự phát triển của vật lý học. Khoảng 10 năm sau, sự sai lệch giữa lý thuyết và thực nghiệm trên đây đã được giải thích bằng những kết quả của cơ học lượng tử. Theo cơ học lượng tử, ngoài mômen từ quỹ đạo và mômen động lượng quỹ đạo, electron còn có mômen cơ riêng hay spin $\vec{L}_s$ và mômen từ riêng (hay mômen từ spin) $\vec{p}_{ms}$ và tỉ số giữa hai vectơ trên, còn gọi là tỉ số từ - cơ spin của electron, bằng:

$$\gamma_s = \frac{\vec{p}_{ms}}{\vec{L}_s} = \frac{e}{m}, \quad (5.6)$$

tức là lớn gấp hai lần tỉ số từ - cơ quỹ đạo (5.5). Kết quả này phù hợp với thực nghiệm.

Như vậy mỗi electron trong nguyên tử có một mômen động lượng quỹ đạo $\vec{L}$, một mômen từ quỹ đạo $\vec{p}_m$, mômen cơ riêng hay spin $\vec{L}_s$ và mômen từ spin $\vec{p}_{ms}$. Mỗi nguyên tử lại gồm Z electron (Z là số thứ tự của nguyên tố đang xét trong bảng tuần hoàn Mendeleev), do đó mômen từ của cả nguyên tử sẽ bằng:

$$\vec{p}_{in} = \sum_{\text{đơn vị của nguyên tử}} (\vec{p}_m + \vec{p}_{ms}) \quad (5.7)$$

Cần chú ý rằng, khi tính mômen từ của nguyên tử 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 electron.

Mômen từ nguyên tử (5.7) có thể coi như đặc trưng cho tác dụng của một dòng điện khép kín trong nguyên tử (hay phân tử). Từ đó ta thấy rõ bản chất của dòng điện phân tử theo như Ampère đã giả thiết.

3. Hiệu ứng nghịch từ

Để có thể giải thích sự từ hóa của các chất, để cho đơn giản ta hãy xét, theo hình ảnh của vật lý cổ điển, chuyển động của electron khi khối chất - các nguyên tử - đặt trong từ trường ngoài có cảm ứng từ $\vec{B}$.

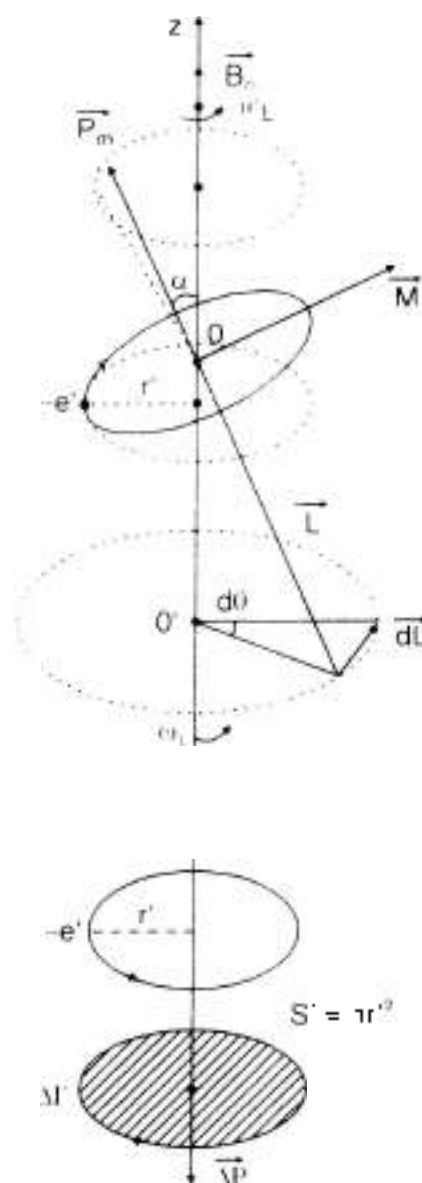
Giả sử, một cách tổng quát, trục chứa các vectơ $\vec{L}$ và $\vec{p}_{\text{m}}$ lập với phương của $\vec{B}$ một góc $\alpha \neq 0$ (Hình 5.3a). Dưới tác dụng của từ trường ngoài $\vec{B}$ electron chịu tác dụng của mômen lực.

$$\vec{M} = |\vec{p}_{\text{m}} \vec{B}| \quad (5.8)$$

Mômen lực này luôn luôn vuông góc với mặt phẳng chứa trục quay của electron và phương của từ trường $\vec{B}$. Vì chuyển động của electron xung quanh hạt nhân nguyên tử giống như chuyển động của con quay nên mômen này gây nên hiệu ứng con quay. Dưới tác dụng của mômen lực này, mặt phẳng quỹ đạo electron bắt đầu chao đi chao lại, còn các vectơ $\vec{L}$ và $\vec{p}_{\text{m}}$ đảo xung quanh phương từ trường ngoài $\vec{B}$ (nhưng góc giữa trục quay và phương từ trường vẫn giữ không đổi) và vạch thành hai mặt nón tròn xoay. Hai hình nón tròn xoay này có đỉnh nằm ở gốc các vectơ $\vec{L}$ và $\vec{p}_{\text{m}}$ và hai mặt đáy của chúng vuông góc với phương từ trường. Chính ngọn các vectơ $\vec{L}$ và $\vec{p}_{\text{m}}$ vạch nên chu vi các đáy này (Hình 5.3a).

Trong thời gian dt vectơ mômen động lượng quỹ đạo $\vec{L}$ nhận được số gia $d\vec{L}$. Theo định lý về mômen động lượng, ta có:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$$



Hình 5.3

Nhưng $\frac{d\vec{L}}{dt}$ chính là vectơ vận tốc của đầu mút vectơ $\vec{L}$. Do đó, đầu mút của vectơ $\vec{L}$ luôn luôn chuyển động theo phương vuông góc với mặt phẳng chứa $\vec{B}$ và $\vec{L}$, và theo chiều quay thuận xung quanh vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ của từ trường ngoài. Điều đó có nghĩa là electron phải thực hiện chuyển động tiến động (tuế sai) như đã nói ở trên.

Vectơ $d\vec{L}$ cũng có phương chiều như vectơ $\vec{M}$ và có độ lớn bằng:

$$dL = p_m B \sin \alpha dt.$$

Trong thời gian dt mặt phẳng chứa vectơ $\vec{L}$ quay quanh hướng của $\vec{B}$ đã quét một góc:

$$d\theta = \frac{dL}{L \sin \alpha} = \frac{p_m B \sin \alpha dt}{L \sin \alpha} = \frac{p_m}{L} B dt$$

Từ đó, ta tìm được vận tốc góc của chuyển động tiến động:

$$\Omega_L = \frac{d\theta}{dt} = \frac{p_m}{L} B \quad (5.9)$$

Thay giá trị của $\frac{p_m}{L}$ vào (5.9) (theo công thức (5.5)), ta tìm được:

$$\Omega_L = \frac{e}{2m} B = \gamma B \quad (5.10)$$

Nếu để ý đến chiều quay của mút vectơ $\vec{L}$ thì ta thấy vectơ vận tốc góc $\vec{\Omega}_L$ cùng chiều với $\vec{B}$, do đó:

$$\vec{\Omega}_L = \frac{e}{2m} \vec{B} = \gamma \vec{B} \quad (5.11)$$

Vectơ vận tốc góc $\vec{\Omega}_L$ được gọi là *vectơ vận tốc Larmor* hay gọi tắt là *tần số Larmor*, còn chuyển động quay đều của các vectơ $\vec{L}$ và $\vec{p}_m$ xung quanh từ trường ngoài với tần số Larmor Ω_L được gọi là *chuyển động tiến động Larmor*. Tần số Larmor không phụ thuộc vào góc nghiêng của quỹ đạo với hướng của từ trường ngoài và cũng không phụ thuộc vào bán kính quỹ đạo và vận tốc của electron, do đó nó là chung cho mọi electron trong nguyên tử.

Chuyển động tiến động của quỹ đạo electron đã gây ra chuyển động phụ của electron xung quanh hướng từ trường ngoài với vận tốc góc $\bar{\Omega}_L$. Vì $\bar{\Omega}_L$ luôn luôn song song và cùng chiều với $\bar{B}$ và vì electron mang điện âm nên chuyển động quay phụ này tạo ra một mômen từ phụ luôn luôn ngược chiều với $\bar{B}$. Thật vậy, để đơn giản, ta giả sử rằng khoảng cách r' từ electron đến trục song song với $\bar{B}$ và đi qua tâm quỹ đạo là không đổi; như vậy chuyển động phụ của electron xảy ra theo đường tròn bán kính r' theo chiều thuận xung quanh $\bar{B}$ (H.5.3b) (đường tròn không có gạch chéo). Chuyển động phụ này tương đương với dòng điện tròn khép kín chạy theo chiều ngược lại (trên hình 5.3b là đường tròn có gạch chéo) với cường độ $\Delta I' = e \frac{\Omega_L}{2\pi}$.

Dòng điện phụ $\Delta I'$ này có mômen từ phụ:

$$\mathbf{p}'_m = \Delta I' \mathbf{S}' = \frac{e\Omega_L}{2\pi} \pi r'^2 = \frac{e^2 r'^2}{4m} \mathbf{B}_e, \quad (5.11)$$

hướng ngược chiều với từ trường ngoài $\bar{B}$ như thấy rõ trên hình 5.3. Mômen từ $\mathbf{p}'_m$ được gọi là *mômen từ cảm ứng*.

Như vậy dưới tác dụng của từ trường ngoài tất cả các electron trong nguyên tử tham gia chuyển động tiến động với tần số góc Larmor $\bar{\Omega}$ như nhau cho mọi quỹ đạo khác nhau của electron. Chuyển động phụ của các electron gây ra bởi sự tiến động này sinh ra các mômen từ cảm ứng của electron, chiều của chúng luôn luôn ngược với chiều từ trường ngoài. Do đó, khi đặt nguyên tử vào từ trường ngoài, ngoài mômen từ của cả nguyên tử tính theo công thức (5.7), xét về toàn bộ, nguyên tử còn nó có thêm một mômen từ phụ (cảm ứng) bằng:

$$\Delta \bar{\mathbf{P}}_m = \sum_{k=1}^Z \bar{\mathbf{p}}'_{m,k}. \quad (5.12)$$

Chiều của mômen từ cảm ứng $\Delta \bar{\mathbf{P}}_m$ của cả nguyên tử luôn luôn ngược chiều từ trường ngoài; đó chính là *hiệu ứng nghịch từ*. Hiệu ứng nghịch từ là chung cho mọi chất, không loại trừ chất nào.

Cần chú ý rằng, thực ra, theo hình ảnh của vật lý cổ điển, thì khi electron chuyển động trên quỹ đạo, r' luôn luôn thay đổi. Vì vậy

trong (5.11) ta phải thay r^2 bằng giá trị trung bình $\overline{r^2}$ của nó theo thời gian. Do đó mômen từ phụ của nguyên tử đặt trong từ trường ngoài có biểu thức:

$$\Delta \vec{P}_m = -\frac{e^2}{4m} \left(\sum_{i=1}^Z \overline{r_i^2} \right) \vec{B}_0 \quad (5.13)$$

(có dấu "-", vì $\Delta \vec{P}_m$ hướng ngược chiều với $\vec{B}_0$).

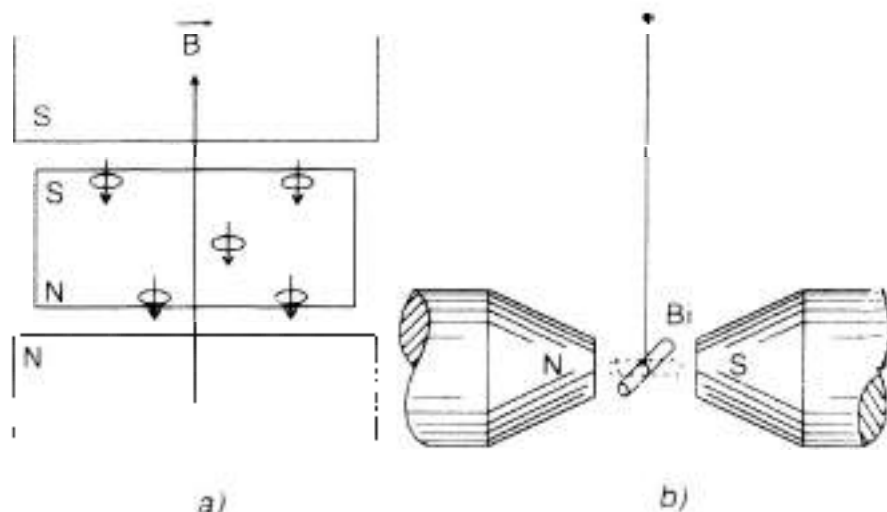
§3. GIẢI THÍCH SỰ TỪ HÓA CỦA CÁC CHẤT THUẬN TỪ VÀ NGHỊCH TỪ

1. 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 chỉ thể hiện rõ chủ yếu ở những chất ma, 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 hóa trị giống như ở khí hiếm. Tính chất nghịch từ cũng thể hiện cả ở 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 nói rõ ở đoạn sau) như Cu, Ag, Sb, Si. Ngoài ra các chất như Pb, Zn, Si, Ge, S, CO_2 , H_2O , thủy tinh và đa số các hợp chất hữu cơ cũng là các chất nghịch từ (kể cả chất siêu dẫn là chất nghịch từ lý tưởng, X. chương III).

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 (5.13). Các mômen từ phụ này tạo ra từ trường phụ $\vec{B}'$ ngược chiều với $\vec{B}_0$. Như vậy khi đặt khối chất nghịch từ trong từ trường thì nó sẽ được từ hóa ngược chiều từ trường (Hình 5.4a; từ hình vẽ ta thấy "cực bắc" của

khối nghịch từ đối diện với cực bắc của nam châm và "cực nam của khối nghịch từ đối diện với cực nam của nam châm. Do đó, trong từ trường không đều thanh nghịch từ bị đẩy



Hình 5.4

tới vùng từ trường yếu hơn và được thiết lập sao cho trục của nó vuông góc với từ trường. Trên hình 5.4b thanh nghịch từ Bi bị quay trong từ trường.

2. Chất thuận từ trong từ trường ngoài

Khác với nghịch từ, chất thuận từ khi bị từ hóa sẽ sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}$ hướng cùng chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$.

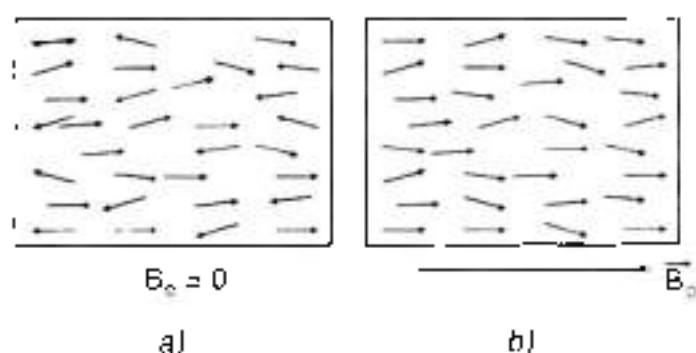
Tính chất này thể hiện ở những chất mà, khi chưa có từ trường ngoài, mômen từ nguyên tử (hay phân tử) của chúng khác không ($\vec{P}_m \neq 0$). Đó là những chất như các kim loại kiềm (Na, K, v.v...), Al, nitơ oxit (NO), platin, ôxi, nitơ, không khí, êbonit, các nguyên tố đất hiếm v.v... (trừ Cu, Ag và các chất khác có mômen từ nguyên tử khác không đã nêu ở đoạn trên).

Theo lý thuyết thuận từ do Langevin đề xuất năm 1905, khi chưa đặt khối chất thuận từ trong từ trường ngoài, do chuyển động nhiệt, các mômen từ nguyên tử sắp xếp hoàn toàn hỗn độn (Hình 5.5a). Hình chiếu của mômen từ nguyên tử trên phương Ox nào đó bằng:

$$p_{mx} = p_m \cos \theta$$

trong đó θ là góc giữa $\vec{p}_m$ và Ox. Do tính chất hoàn toàn hỗn độn về hướng của $\vec{p}_m$, nên giá trị trung bình $\overline{\cos \theta}$ sẽ bằng không. Khi đó tổng mômen từ của cả khối thuận từ sẽ bằng không: khối thuận từ không có từ tính.

Khi đặt khối 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 độn.



Hình 5.5

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 (hình 5.5b). Vì thế $\overline{\cos \theta}$ sẽ khác không (θ là góc hợp bởi $\vec{p}_m$ và $\vec{B}_0$). Langevin đã tính được

$$\cos \theta = \frac{p_m B_0}{3kT},$$

với k là hằng số Boltzmann, T là nhiệt độ tuyệt đối của khối thuận từ. Khi đó giá trị trung bình của hình chiếu của mômen từ nguyên tử $\vec{p}_m$ trên hướng của từ trường ngoài $\vec{B}_0$ bằng:

$$p_{mB_0} = p_m \overline{\cos \theta} = \frac{p_m^2 B_0}{3kT} \quad (5.14)$$

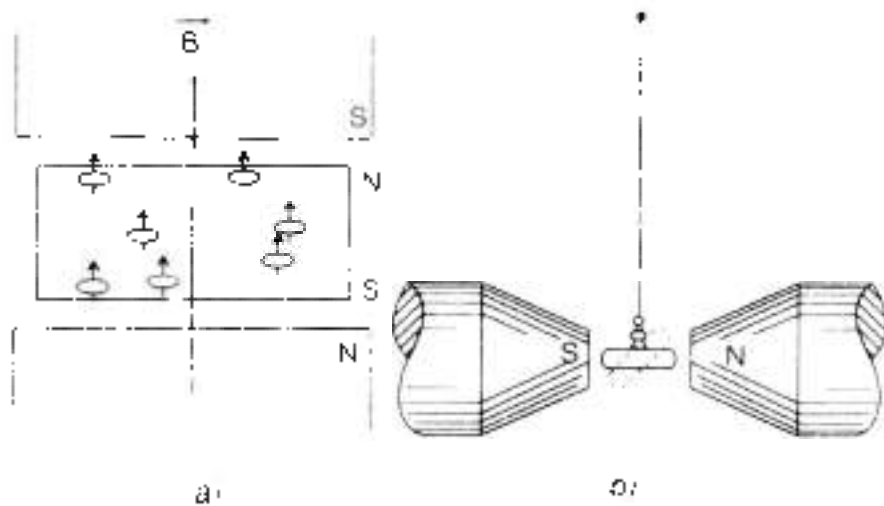
Tổng các mômen từ nguyên tử của khối thuận từ sẽ khác không: khối thuận từ đã bị từ hóa. Hiệu ứng trên đây được gọi là *hiệu ứng thuận từ*. Cần chú ý rằng đồng thời với hiệu ứng thuận từ, trong các chất thuận từ vẫn tồn tại hiệu ứng nghịch từ, nhưng hiệu ứng thuận từ mạnh hơn hiệu ứng nghịch từ; vì vậy tổng hợp hai hiệu ứng này cho từ trường phụ $\vec{B}$ trong khối thuận từ cùng chiều với từ trường ngoài $\vec{B}_0$.

Như vậy khi đặt khối thuận từ trong từ trường thì nó sẽ được từ hóa cùng chiều từ trường ngoài (hình 5.6a); từ hình vẽ ta thấy "cực bắc" của khối thuận từ đối diện với cực nam của nam châm, và ngược lại. Do đó khối thuận từ bị hút vào từ trường. Khi treo một vật thuận từ (dung dịch sắt clorua đựng trong ống tiêm chẳng hạn) trong từ trường của một nam châm thì nó sẽ quay đi và hướng dọc theo hướng

từ trường giữa các cực thành 5.6b.

Ta thấy khi hệ tự hóa vật thuận từ sinh công, và ngược lại, nếu khử từ nó ta phải thực hiện công. Do đó nếu khử từ đoạn nhiệt

nhanh chất thuận từ thì nhiệt độ của nó hạ xuống nhiều, làm cho môi trường xung quanh có nhiệt độ thấp. Đó là một ứng dụng quan trọng của chất thuận từ giúp ta tạo ra nhiệt độ thấp và siêu thấp.



Hình 5.6

§4. VECTƠ ĐỘ TỪ HÓA. TỪ TRƯỜNG TỔNG HỢP TRONG VẬT CHẤT

1. Vectơ độ từ hóa

Để đặc trưng cho mức độ từ hóa của vật chất người ta dùng một đại lượng vật lý là vectơ độ từ hóa $\vec{J}$ (còn gọi là vectơ từ độ). Đó là mômen từ của một đơn vị thể tích của vật.

Kí hiệu $\sum_V \vec{p}_{m_i}$ là tổng các mômen từ nguyên tử thay phân tử chứa trong thể tích ΔV của vật. Khi đó, nếu vật bị từ hóa đồng đều, thì theo định nghĩa:

$$\vec{J} = \frac{\sum_V \vec{p}_{m_i}}{\Delta V} \quad (5.15)$$

Nếu vật bị từ hóa không đồng đều thì

$$\vec{J} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V} \quad (5.15a)$$

(về mặt vật lý, căn hiệu $\Delta V \rightarrow 0$ nghĩa là cho thể tích ΔV tiến tới một thể tích đủ nhỏ để có thể coi sự từ hóa 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).

Vectơ độ từ hóa là đại lượng cơ bản đặc trưng cho trạng thái nhiễm từ của một vật. Khi biết vectơ độ từ hóa ở mỗi điểm của một vật nào đó, trong nhiều trường hợp ta có thể xác định từ trường của cả vật từ hóa tạo ra. Độ lớn J của vectơ độ từ hóa được gọi là *độ từ hóa* (hay *từ độ*) của vật. Độ từ hóa có thứ nguyên

$$[J] = \frac{[p_m]}{[\Delta V]} = \frac{[I]L^2}{L^3} = \frac{[I]}{L},$$

nghĩa là nó có thứ nguyên trùng với thứ nguyên của cường độ từ trường H (X. chương IV). Trong hệ SI, đơn vị của độ từ hóa là ampe trên mét, kí hiệu A/m. Thực nghiệm chứng tỏ rằng trong toàn bộ không gian ở độ từ trường khác không có chứa đầy chất thuận từ và nghịch từ đồng tính, vectơ độ từ hóa $\vec{J}$ tỉ lệ thuận với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_0$ của từ trường từ hóa. Trong hệ đơn vị SI, vectơ $\vec{J}$ có biểu thức

$$\vec{J} = \frac{\chi_m}{\mu_0} \vec{B}_0 \quad (5.16)$$

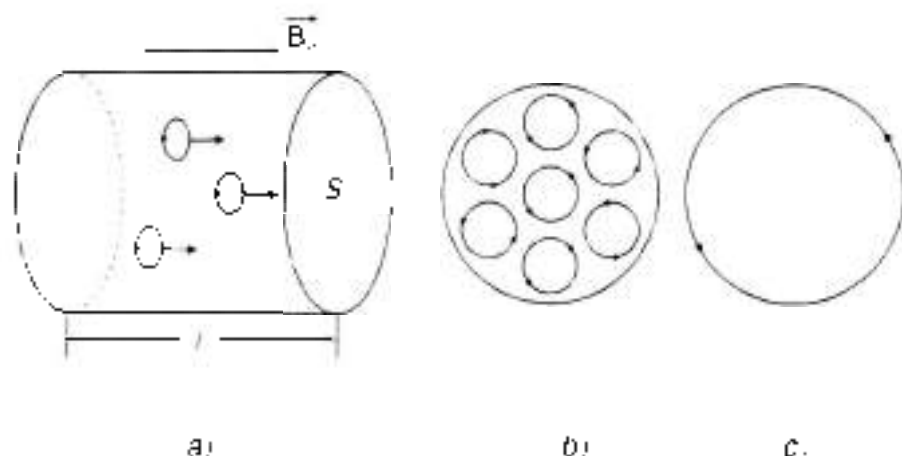
trong đó, χ_m là một hệ số tỉ lệ phụ thuộc vào bản chất của vật liệu từ, gọi là *độ cảm từ* (hay *hệ số từ hóa*) của vật liệu từ. Đối với môi trường không đồng tính (và với sắt từ) $\vec{J}$ và $\vec{B}_0$ có thể không tỉ lệ bậc nhất với nhau.

2. Liên hệ giữa vectơ độ từ hóa $\vec{J}$ và từ trường phụ $\vec{B}'$

Khi bị từ hóa vật sinh ra một từ trường phụ $\vec{B}'$ bên trong vật. Theo trên (§2) từ trường phụ này do các mômen từ nguyên tử quyết định. Vì vậy từ định nghĩa (5.15) dễ dàng thấy rằng từ trường phụ có liên hệ với vectơ độ từ hóa $\vec{J}$.

Để thiết lập được mối liên hệ định lượng giữa $\vec{J}$ và $\vec{B}'$ ta xét một khối thuận từ đồng tính hình trụ tròn rất dài (coi như vô hạn).

tiết diện thẳng
S dài trong từ
trường đều $\vec{B}_0$
có phương song
song với đường
sinh của hình
trụ (trong từ
trường đều của
một ống dây
solenoid dài
chàng hạn.
(Hình 5.7a)



Hình 5.7

Giả sử do 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 một 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 $\vec{p}_m$, chiều của các dòng điện đó là chiều quay thuận xung quanh $\vec{p}_m$ (Hình 5.7a). Xét các dòng điện nguyên tử trong một tiết diện thẳng của hình trụ (Hình 5.7b) 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; chỉ còn các đoạn dòng điện nằm dọc theo chu vi của tiết diện hình trụ là cùng chiều với nhau (chiều quay thuận xung quanh $\vec{B}_0$) và tạo thành một dòng điện tròn chạy quanh chu vi của tiết diện (Hình. 7c). Như vậy, nếu xét toàn bộ hình trụ thì tất cả các dòng điện nguyên tử trong các tiết diện thẳng 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. Nếu kí hiệu n_l là số dòng điện tròn trên một đơn vị chiều dài của hình trụ, I là cường độ của các dòng điện đó, thì cảm ứng từ phụ B do chúng sinh ra trong lòng hình trụ được tính theo công thức xác định cảm ứng từ của ống dây dài vô hạn:

$$B = \mu_0 n_l I \quad (5.17)$$

Mặt khác ta có thể tính độ từ hóa J của khối thuận từ do

theo I. Theo định nghĩa (5.15), xét một đơn vị chiều dài hình trụ thì:

$$J = \frac{n_o IS}{S l} = n_o I$$

So sánh biểu thức đó của J với (5.17) ta có

$$\vec{B}' = \mu_o \vec{J}.$$

vì $\vec{B}'$ và $\vec{J}$ có cùng phương chiều (vì cùng phương chiều với $\vec{p}_m$) nên ta có thể viết:

$$\vec{B}' = \mu_o \vec{J} \quad (5.18)$$

Lập luận trên đây cũng áp dụng được cho chất nghịch từ và ta cũng thu được kết quả như trên.

3. Từ trường tổng hợp trong vật chất

Tương tự như trong chân không, ngoài vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$, để đặc trưng cho từ trường trong môi trường vật chất người ta còn đưa thêm vào vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$.

Ta đã biết, khi đặt trong từ trường ngoài (từ trường từ hóa) $\vec{B}_o$, với $\vec{B}_o = \mu_o \vec{H}$, thì từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong vật được xác định bởi:

$$\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}'.$$

$$\text{Theo trên } \vec{B}' = \mu_o \vec{J}, \text{ với } \vec{J} = \frac{\chi_m}{\mu_o} \vec{B}_o = \chi_m \vec{H}_o \quad (5.16a)$$

$$\text{Ta có } \vec{B} = \vec{B}_o + \mu_o \vec{J}. \quad (5.19)$$

$$\text{hay } \vec{B} = \vec{B}_o + \chi_m \vec{B}_o = (1 + \chi_m) \vec{B}_o,$$

$$\text{Đặt } 1 + \chi_m = \mu \quad (5.20)$$

$$\text{ta được: } \vec{B} = \mu \vec{B}_o, \quad (5.21)$$

$$\text{hay } \vec{B} = \mu_o \mu \vec{H} \quad (5.21a)$$

trong đó μ được gọi là *độ từ thẩm* của vật. Như vậy, vectơ cảm ứng từ tổng hợp trong các vật liệu thuận từ và nghịch từ đồng tính tỉ lệ với cảm ứng từ $\vec{B}_o$ trong chân không (của từ trường từ hóa) và bằng μ lần vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_o$ (với μ là độ từ thẩm của vật liệu từ).

Ta có thể viết lại (5.19) dưới dạng (chú ý $\vec{B}_o = \mu_o \vec{H}$)

*Đ là từ trường hay cảm ứng từ, có đơn vị là tesla
Đ là từ trường hay cảm ứng từ, có đơn vị là tesla*

$$\vec{H}_0 = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) \quad (5.22)$$

Công thức này được xem là công thức tổng quát định nghĩa vectơ cường độ từ trường trong môi trường vật chất, nêu lên mối liên hệ giữa $\vec{B}$ và $\vec{H}$ trong môi trường, tương tự như công thức định nghĩa cảm ứng điện $\vec{D}$ đã xét trong tĩnh điện học (chương I)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}.$$

ở đây thay cho vectơ phân cực $\vec{P}$ là vectơ độ từ hóa $\vec{J}$, chúng có ý nghĩa vật lý tương ứng nhau. Hiển nhiên là đối với chân không $\vec{J} = 0$, ta trở lại công thức

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}.$$

Trong trường hợp môi trường bất kì, ta không có một công thức chung nào để tính từ trường phụ $\vec{B}$. 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. Theo (5.18), (5.20) và (5.16) thì đối với chất thuận từ $\chi_m > 0$, do đó $\mu > 1$; còn đối với chất nghịch từ $\chi_m < 0$, do đó $\mu < 1$.

4. Độ cảm từ của chất thuận từ và nghịch từ

a) Đối với khối thuận từ đồng tính, mật độ nguyên tử bằng n_0 , theo lý thuyết Langevin, độ từ hóa J được xác định bởi:

$$J = n_0 p_m B_0 = \frac{n_0 p_m^2 B_0}{3kT}$$

hay, dưới dạng vectơ, (vì $\vec{J}$ và $\vec{B}_0$ luôn luôn cùng chiều)

$$\vec{J} = \frac{n_0 p_m^2}{3kT} \vec{B}_0. \quad (5.23)$$

So sánh (5.16) và (5.23) ta thu được

$$\chi_m = \frac{n_0 p_m^2 \mu_0}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (5.24)$$

trong đó $C = \frac{n_0 p_m^2 \mu_0}{3k}$ là một hằng số phụ thuộc bản chất của chất thuận từ và được gọi là hằng số Curie. Theo (5.24) độ từ hóa của chất

thuận từ tỉ lệ nghịch với nhiệt độ tuyệt đối. Đó là định luật được Curie tìm ra bằng thực nghiệm năm 1895 (trước khi có lí thuyết Langevin), gọi là *định luật Curie*.

Giá trị của χ_m tính theo (5.24) trong nhiều trường hợp phù hợp với các số liệu thực nghiệm. Ở nhiệt độ bình thường χ_m có giá trị nằm trong khoảng từ $10^{-3} \div 10^{-6}$ (xem bảng dưới đây). Như vậy hiệu ứng thuận từ cũng rất yếu. Cần chú ý rằng các biểu thức (5.23), (5.24) chỉ đúng khi từ trường không quá lớn (khi từ trường ngoài rất lớn, sự từ hóa đạt trạng thái bão hòa).

Thuận từ	$\chi_m \cdot 10^6$	Nghịch từ	$-\chi_m \cdot 10^6$
Nitơ	0,013	Hidro	0,063
Không khí	0,38	Nước	9,0
Ôxi	1,9	Đồng	10,3
Ebonit	14	Thủy tinh	12,6
Nhôm	23	Thạch anh	15,1
Vônfram	176	Muối ăn	12,6
Platin	360	Bitmut	176

b) Đối với khối *nghịch từ* đồng tính đặt trong từ trường ngoài $\vec{B}_0$, trong mỗi nguyên tử đều xuất hiện một mômen từ phụ $\Delta \vec{p}_m$ xác định bởi công thức (5.13):

$$\Delta \vec{p}_m = -\frac{e^2}{4m} \left(\sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2 \right) \vec{B}_0.$$

Kí hiệu n_0 là mật độ nguyên tử của nghịch từ, theo định nghĩa (5.15) vectơ từ hóa $\vec{J}$ được xác định bởi

$$\vec{J} = n_0 \cdot \Delta \vec{p}_m = -\frac{n_0 e^2}{4m} \left(\sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2 \right) \vec{B}_0 \quad (5.25)$$

So sánh (5.16) và (5.25) ta thu được.

$$\chi_m = -\frac{n_0 e^2 \mu_0}{4m} \left(\sum_{i=1}^Z \vec{r}_i^2 \right) \quad (5.26)$$

Các biểu thức (5.25) và (5.26) chứng tỏ đối với các chất nghịch

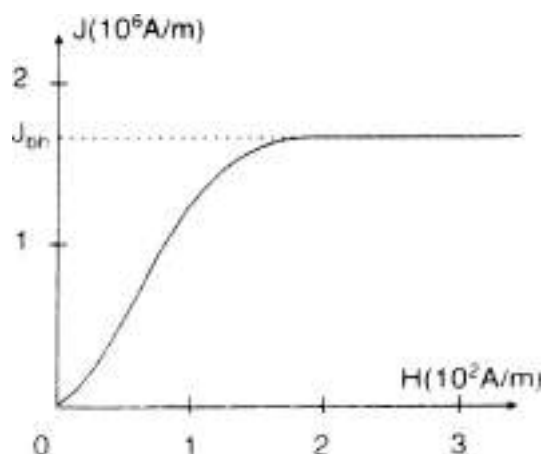
từ vectơ từ hóa luôn luôn hướng ngược chiều với vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_0$ của từ trường ngoài (và do đó, theo (5.18), $\vec{B}$ ngược chiều với $\vec{B}_0$), và độ cảm từ χ_m luôn luôn có giá trị âm ($\chi_m < 0$). Nếu lấy $r^2 \approx (10^{-10} \text{ m})^2$; $n_0 \approx 10^{26} \text{ m}^{-3}$ (đối với chất rắn) thì (5.26) cho $\chi_m \approx -Z \cdot 10^{-7}$, với Z là nguyên tử số. Kết quả này khá phù hợp với thực nghiệm. Như vậy hiệu ứng nghịch từ là rất yếu. (Trong các chất thuận từ và sắt từ hiệu ứng này không đáng kể).

Biểu thức (5.26) cũng chứng tỏ độ cảm từ 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 Mendeleev. Sự không phụ thuộc vào nhiệt độ của độ cảm từ của nghịch từ là do chuyển động nhiệt hầu như không ảnh hưởng tới chuyển động của electron trong nguyên tử (chuyển động quỹ sai chẳng hạn). Ở bảng trên có ghi độ cảm từ của một số chất nghịch từ.

§5. SẮT TỪ

1. Đặc tính của chất sắt từ

Chất sắt từ là vật liệu từ có từ tính rất mạnh. Độ từ thẩm của sắt từ rất lớn, có thể tới hàng vạn, và ở một vài chất sắt từ chế tạo đặc biệt nó có thể tới một triệu. Độ từ hóa của sắt từ có thể lớn hơn độ từ hóa của chất thuận từ và nghịch 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 hóa học có tính chất sắt từ là sắt, kền,

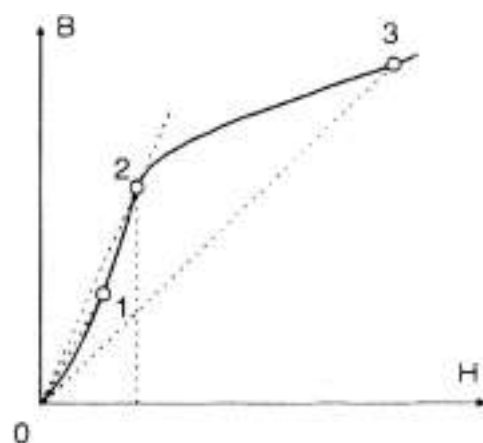


Hình 5.8

côban, gadôlini, một số nguyên tố 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 + 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 độ từ thẩm μ lớn mà còn ở nhiều tính chất khác nữa mà ta sẽ khảo sát dưới đây

a) *Độ từ hóa J của sắt từ không biến thiên tỉ lệ thuận với cường độ từ trường ngoài H.*

Đường cong biểu diễn sự phụ thuộc của J vào cường độ từ trường ngoài H được vẽ trên hình 5.8. Giả sử khối sắt từ chưa bị từ hóa lẫn nào. Khi chưa có từ trường ngoài ($H = 0$), độ từ hóa J bằng không. Khi có từ trường ngoài H, lúc đầu J tăng nhanh theo H, sau đó tăng chậm hơn; và khi H tăng tới một giá trị nào đó (khoảng vài trăm A/m), J đạt tới giá trị cực đại J_{th} . Nếu tiếp tục tăng H, J không tăng nữa. Khi đó ta nói rằng sự từ hóa đã đạt tới trạng thái *bão hòa* (đồ thị có đoạn nằm ngang). Đường cong vẽ trên hình 5.8 được gọi là *đường cong từ hóa cơ bản*. Trên hình 5.9 có vẽ đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của cảm ứng từ tổng hợp B trong lõi sắt từ vào cường độ từ trường ngoài H; Đồ thị này không có đoạn nằm ngang. Như ta đã biết

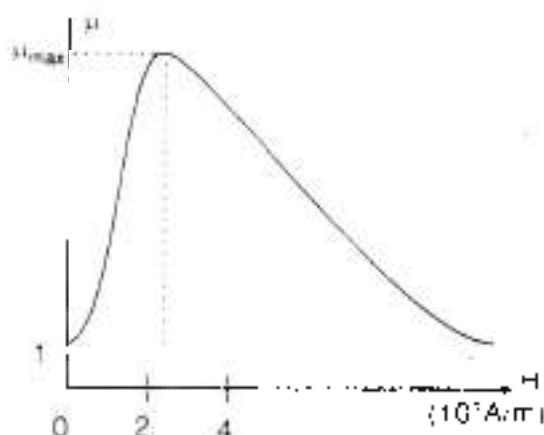


Hình 5.9

$B = B_0 + B' = \mu_0(H + J)$. Vì vậy khi J đạt giá trị cực đại J_{th} , thì B tăng tuyến tính theo H.

b) *Độ từ thẩm μ đối μ của chất sắt từ phụ thuộc vào cường độ từ trường ngoài H một cách phức tạp, như chỉ rõ trên hình 5.10. Ta thấy, ban đầu khi cường độ từ trường ngoài H tăng, độ từ thẩm μ tăng nhanh theo H, sau đó khi H tăng tới một giá trị nào đó, độ từ*

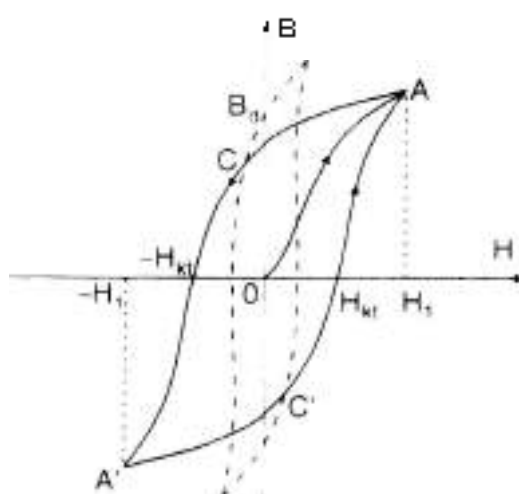
thâm μ đạt giá trị cực đại $\mu_{\max}$. Sau đó khi H tiếp tục tăng, μ sẽ giảm dần, và khi từ trường ngoài đủ khá mạnh, μ tiến dần tới bằng 1. Như vậy độ từ thâm μ của chất sắt từ chỉ có giá trị lớn trong một khoảng biến thiên xác định của cường độ từ trường ngoài H , qua giới hạn này μ sẽ giảm nhanh khi từ trường H tăng. Các số liệu thực nghiệm cho thấy rằng chỉ nên dùng vật liệu sắt từ làm lõi các nam châm điện tạo từ trường mạnh không quá một triệu ampe/mét v.v...



Hình 5.10

c) Các chất sắt từ có tính từ dư, nghĩa là khi ngắt từ trường ngoài (cho $H = 0$), khối sắt từ vẫn còn giữ được từ tính.

Ta hãy khảo sát từ trường tổng hợp $\vec{B}$ trong một lõi sắt từ (bằng thép tôi, chẳng hạn) đặt trong một xônônôit để nghiên cứu sự biến thiên của B theo từ trường từ hóa H (từ trường tạo bởi xônônôit khi cho dòng điện chạy qua). Giả sử lõi sắt từ chưa bị từ hóa lần nào. Kết quả khảo sát được mô tả bằng đường cong trên hình 5.11. Khi bắt đầu cho dòng điện chạy qua xônônôit và tăng dần cường độ dòng điện, từ trường từ hóa H tăng lên từ 0 đến H_1 , cảm ứng từ tổng hợp B trong lõi sắt từ tăng theo đường OA (đường từ hóa cơ bản). Tiếp đó giảm H (bằng cách giảm cường độ dòng điện qua xônônôit), B giảm đi theo đường cong AB_c và khi H giảm tới bằng không ($H = 0$) ta thấy từ trường trong lõi sắt từ vẫn còn giữ một giá trị $B_c \neq 0$ nào đó; cảm ứng từ B_c đó được gọi là cảm ứng từ dư.



Hình 5.11

Để khử hoàn toàn từ tính còn dư của lõi sắt từ (cho B giảm về không) ta đổi chiều từ trường từ hóa H (bằng cách đảo chiều dòng điện qua xônônốt) và tăng giá trị của nó tới bằng H_{kc} , nghĩa là khi $H = -H_{kc}$ thì $B = 0$; từ tính còn dư được khử hoàn toàn. Vì vậy H_{kc} được gọi là *cường độ từ trường khử từ*. Tiếp tục tăng độ lớn của H từ đến $-H_1$ thì lõi sắt từ lại bị từ hóa theo chiều ngược lại (đường cong $-H_{kc}A$). Tiếp tục cho H biến thiên từ $-H_1$ đến không, rồi từ không tăng đến $+H_1$, ta sẽ thu được đường cong $A'C'A$.

Toàn bộ đường cong khép kín $ACA'C'A$ được gọi là *chu trình từ trễ*.

Căn cứ vào đặc điểm của chu trình từ trễ, người ta phân chất sắt từ ra làm hai loại: sắt từ cứng và sắt từ mềm.

Sắt từ cứng có từ trường khử từ H_{kc} lớn, chu trình từ trễ của loại này rộng (có dạng như đường cong liền nét trên hình 5.11 của thép tôi). Từ trường còn dư của chúng vừa mạnh, lại bền vững. Manhêtit (FeO , Fe_2O_3), thép crôm (3% Cr, 1% C)... thuộc loại này. Chẳng hạn, với manhêtit $B_{k1} (= \mu_1 H_{kc}) \approx 5 \cdot 10^{-3}$ T; $B_d \approx 0,6$ T. Sắt từ cứng được dùng để luyện các nam châm vĩnh cửu.

Sắt từ mềm có từ trường khử từ H_{kc} nhỏ, chu trình từ trễ của loại này hẹp (có dạng như đường cong nét đứt trên hình 5.11), từ trường còn dư rất mạnh song lại dễ bị khử. Sắt non, sắt silic (1% Si)... thuộc loại này. Chẳng hạn với sắt non $B_{k1} = 0,5 \cdot 10^{-4}$ T, $B_d \approx 0,84$ T; $\mu_{max} \approx 8.000$. Sắt từ mềm được dùng để làm các lõi nam châm điện, máy điện...

d) Đối với chất sắt từ, có tồn tại một nhiệt độ xác định T_c , gọi là *nhiệt độ Curie*, mà tại đó (hoặc lớn hơn T_c) tính từ dư của nó mất hẳn.

Thí nghiệm cho thấy khi nung nóng khối sắt từ, cảm ứng từ dư của nó giảm đi. Đến nhiệt độ $T = T_c$ (còn gọi là *điểm Curie*) tính từ dư của sắt từ mất hẳn. Quá nhiệt độ Curie, các vật liệu sắt từ đặt trong từ trường ngoài sẽ trở thành chất thuận từ, có độ cảm từ được

tính theo công thức $\chi_m = \frac{C}{T - T_c}$ (C là hằng số), (5.27) đó là *định luật*

Curie - Weiss. Khi đó, chẳng những các đặc tính của sắt từ mất đi mà

một số tính chất vật lý khác của nó như độ dẫn điện, nhiệt dung... cũng thay đổi. Với sắt $T_c = 770^\circ\text{C}$, với coban $T_c = 1127^\circ\text{C}$; với niken $T_c = 357^\circ\text{C}$. Nếu làm lạnh một khối sắt từ bị nung nóng xuống dưới nhiệt độ Curie của nó, thì các đặc tính của sắt từ lại xuất hiện như cũ.

e) Một số chất sắt từ có tính đẳng hướng

Các chất sắt từ đa tinh thể có tính đẳng hướng, vectơ $\vec{J}$ có độ lớn không phụ thuộc vào hướng của từ trường ngoài. Nhưng chất sắt từ đơn tinh thể (như sắt, kền...) thì độ lớn của vectơ $\vec{J}$ phụ thuộc vào hướng từ trường ngoài. Đối với đơn tinh thể sắt chẳng hạn thì hướng từ hóa dễ nhất ($\vec{J}$ có giá trị lớn) là các hướng trùng với các cạnh của ô cơ bản của tinh thể, còn hướng từ hóa khó nhất là các hướng dọc theo các đường chéo không gian của ô cơ bản. Đối với đơn tinh thể kền thì ngược lại.

f) Đối với sắt từ có xảy ra hiện tượng từ giao

Năm 1842 nhà bác học Joule đã phát hiện thấy rằng, khi bị từ hóa, hình dạng và kích thước của vật sắt từ bị thay đổi. Đó là hiện tượng từ giao, được đặc trưng định lượng bằng độ biến thiên tương đối của kích thước dài $\frac{\Delta l}{l}$ của vật sắt từ. Chẳng hạn, trong từ trường cỡ 10^5 A/m độ biến thiên độ của vật sắt từ vào khoảng $10^{-5} \div 10^{-6}$; đối với hợp kim có thể tới $10^{-2} \div 10^{-3}$. Độ lớn và dấu của hiệu ứng từ giao (dãn hoặc co) phụ thuộc vào bản chất của vật sắt từ, hướng của trục tinh thể so với hướng của từ trường và vào cường độ từ trường ngoài: chẳng hạn, với sắt thì khi từ trường yếu $\frac{\Delta l}{l} < 0$, nhưng khi từ trường mạnh thì $\frac{\Delta l}{l} > 0$. Ngoài ra người ta còn phát hiện thấy hiện tượng từ giao nghịch; một biến dạng cơ học của vật có tính từ giao sẽ gây ra một sự biến thiên trạng thái từ hóa của vật đó. Hiện tượng từ giao được ứng dụng để chế tạo thiết bị phát sóng siêu âm, bộ rung, bộ lọc, thiết bị đo áp suất và biến dạng.

2. Giải thích sự từ hóa của chất sắt từ

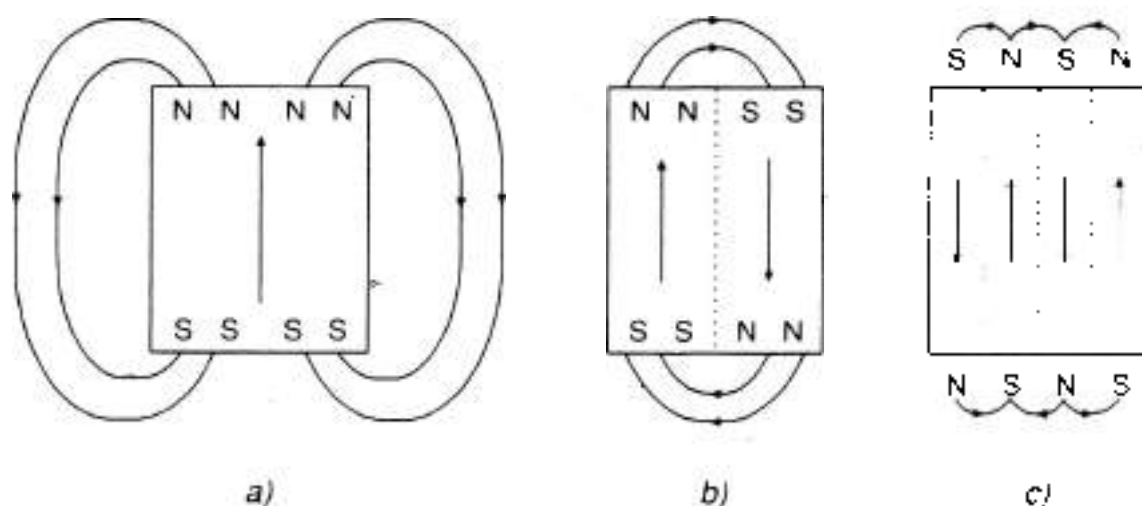
a) Thuyết đômen từ

Các đặc tính của sắt từ có thể giải thích được nhờ thuyết đômen từ, do các nhà bác học Weiss, Frenkel, Heisenberg và Landau nêu lên.

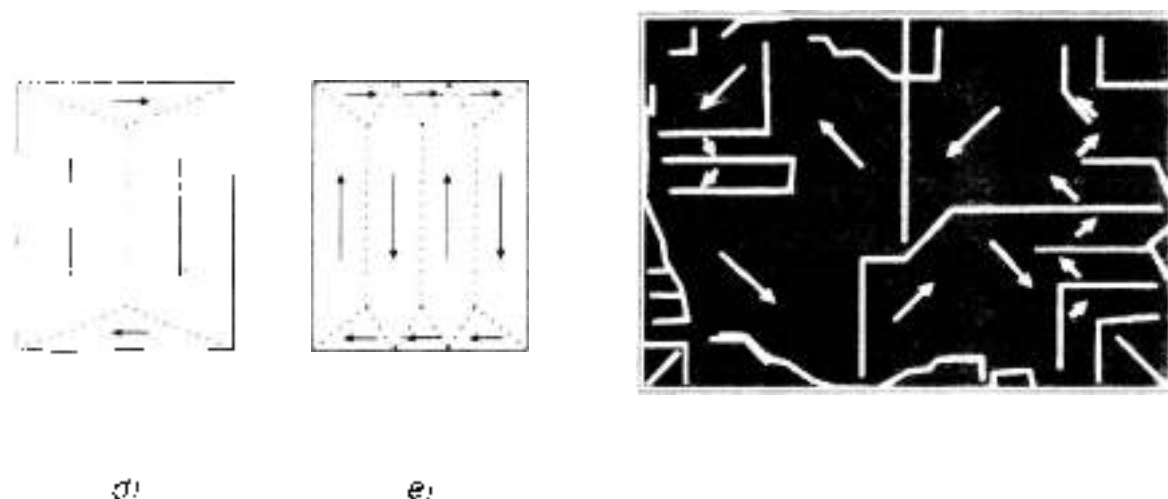
Theo thuyết này, vật sắt từ được cấu tạo từ các miền từ hóa tự nhiên gọi là đômen từ, trong đó, do tác dụng của một loại lực đặc biệt (không phải là lực từ), các mômen từ spin định hướng song song với nhau, tạo thành đômen từ đến mức bão hòa; kết quả là mỗi đômen từ có một mômen từ xác định. Lực đặc biệt nói trên được gọi là *lực tương tác trao đổi*, chỉ có thể hiểu được trong khuôn khổ cơ học lượng tử.

Để giải thích sự tạo thành các đômen từ trong tinh thể sắt từ và để có thể tìm hiểu xem vì sao các vật sắt từ lại gồm vô số (chứ không phải một hay một vài) đômen từ có kích thước rất nhỏ (dài cỡ 10^{-6} m) ta hãy vận dụng nguyên lý năng lượng cực tiểu, phát biểu rằng: "Trạng thái của một hệ là cân bằng bền khi năng lượng của hệ là cực tiểu" (được áp dụng trong cơ học và trong vật lý phân tử).

Giả sử vật sắt từ chỉ có một đômen từ (H.5.12a); khi đó nó sẽ trở thành một nam châm và sinh ra một từ trường với năng lượng xác định (xem (6.40) dưới đây). Nếu vật sắt từ gồm có hai đômen từ



Hình 5.12



Hình 5.12

với các vectơ độ từ hóa ngược chiều nhau (hình 5.12b) thì từ trường do nó sinh ra ở ngoài vật sẽ giảm nhiều so với trường hợp kể trên và năng lượng do từ trường này dự trữ sẽ nhỏ đi trong trường hợp vật sắt từ có các đômên từ phân bố như ở hình 5.12c thì từ trường chỉ tồn tại ở gần sát mặt vật sắt từ và năng lượng dự trữ trong nó lại nhỏ đi hơn nữa. Cuối cùng, nếu sự phân bố các đômên từ như ở hình 5.12d hoặc 5.12e, thì các đômên từ được khép kín hoàn toàn và bên ngoài sẽ không có từ trường. Như vậy nhờ cấu trúc gồm nhiều đômên từ nhỏ khép kín mà năng lượng từ trường của vật sắt từ giảm đến mức cực tiểu (đạt trạng thái cân bằng bền). Hiện tượng vật lý này đã được Landau chứng minh bằng lý thuyết (năm 1935). Còn sự phân bố các đômên từ như đã phân tích trên đây thì đã được quan sát trong thí nghiệm. Trên hình 5.12f là ảnh chụp phóng to các đômên của đơn tinh thể kén (đường màu trắng là ranh giới các đômên; mũi tên cho biết định hướng của mômen từ trong đômên). Cần lưu ý thêm là: ở ranh giới giữa các đômên từ (còn gọi là vách miền), trong phạm vi nguyên tử, phương của các mômen từ spin không thay đổi đột ngột từ miền nọ sang miền kia mà thay đổi dần dần.

b) Giải thích các đặc tính của sắt từ

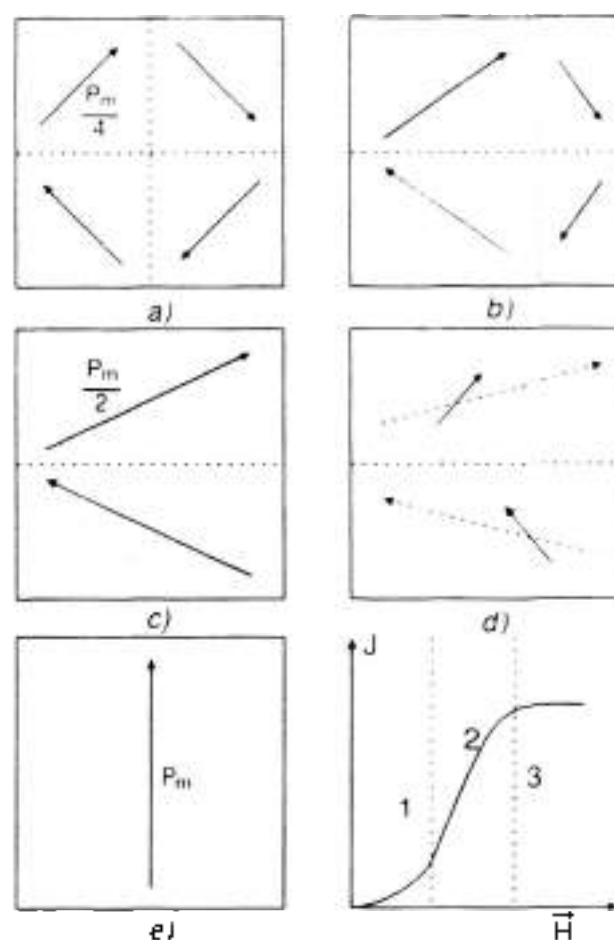
Ta vận dụng thuyết đômên từ nói trên để giải thích các đặc tính của một khối sắt từ có cấu trúc miền như ở hình 5.13 được đặt

trong từ trường ngoài H

Khi chưa có tác dụng của từ trường ngoài ($H = 0$) các đômên từ được phân bố như thế nào đó để mômen từ tổng hợp $\vec{P}_m$ của vật sắt từ bằng (hoặc xấp xỉ bằng) không (ứng với hình 5.13a, trên đó mômen từ của mỗi đômên từ bằng nhau và bằng $P_m/4$, với P_m là mômen từ toàn phần của vật sắt từ ở trạng thái bão hòa từ).

Khi đặt vật sắt từ vào từ trường ngoài H ta tăng dần cường độ từ trường ngoài lên, vật sắt từ được hóa dần dần, theo đường cong từ hóa biểu diễn trên hình 5.13f. Có thể hình dung quá trình từ hóa của vật sắt từ chia làm hai giai đoạn chính sau đây:

Giai đoạn 1 là giai đoạn dịch chuyển ranh giới (vách) giữa các đômên từ. Khi từ trường ngoài còn nhỏ, thì đômên từ nào có vectơ mômen từ hợp với vectơ cường độ từ trường ngoài $\vec{H}$ một góc nhọn, tức là có năng lượng nhỏ hơn (xem công thức 4.47), sẽ được mở rộng, còn đômên từ nào có vectơ mômen từ hợp với $\vec{H}$ một góc tù, tức là có năng lượng lớn hơn, sẽ bị thu hẹp lại (xem hình 5.13a và 5.13b), vì hệ có xu hướng chuyển về trạng thái có năng lượng nhỏ hơn). Khi đó mômen từ tổng hợp của khối sắt từ sẽ khác không và khối sắt từ bị từ hóa. Quá trình dịch chuyển ranh giới giữa các đômên từ mà ta vừa xét (khi từ trường ngoài còn yếu) có tính chất thuận nghịch (ứng với đoạn 1 của đường cong từ hóa). Khi tiếp tục tăng cường độ từ trường ngoài H , các đômên từ có năng lượng lớn mất hẳn (hình 5.13c): khi



Hình 5.13

do giai đoạn 1 kết thúc, và qua trình dịch chuyển ranh giới các đômen từ là không thuận nghịch, ứng với đoạn 2 của đường cong từ hóa. Ở giai đoạn 1 này, độ từ hóa của khối sắt từ tăng theo cường độ từ trường ngoài.

Giai đoạn 2 là giai đoạn *mômen từ của các đômen từ quay theo hướng của từ trường ngoài*. Cụ thể là, khi tiếp tục tăng H , mômen từ của các đômen từ của khối sắt sẽ quay dần theo hướng của từ trường ngoài H (hình 5.13d); và khi cường độ từ trường H lớn tới mức nào đó, vectơ mômen từ của các đômen từ trở thành song song và cùng chiều với H (hình 5.13e). Khi đó sự từ hóa của khối sắt từ đã đạt đến trạng thái bão hòa và độ từ hóa J đạt giá trị cực đại (đoạn 3 của đường cong từ hóa).

Việc khảo sát ở trên cũng cho ta thấy rằng, trừ trường hợp từ trường ngoài rất yếu, qua trình từ hóa nói chung là bất thuận nghịch: do đó, dù cường độ từ trường ngoài giảm đến giá trị bằng không, các vectơ mômen từ của các đômen từ vẫn giữ lại một sự định hướng nào đó chứ không trở lại trạng thái sắp xếp hỗn độn như lúc ban đầu; có nghĩa là mômen từ tổng hợp của khối sắt từ không trở về bằng không mà có một giá trị xác định. Đó chính là nguyên nhân của đặc tính từ dư trong sắt từ.

Hơn nữa, nếu đem nung nóng khối sắt từ tới nhiệt độ Curie thì các nguyên tử (hay phần tử) trong vật sẽ chuyển động nhiệt hỗn độn rất mạnh, làm phá vỡ sự định hướng song song của các mômen từ spin ở các đômen từ, do đó làm cho các đômen từ bị tan rã hoàn toàn. Vì vậy, khi đó các đặc tính của sắt từ bị mất đi. Kết quả là, ở nhiệt độ cao hơn nhiệt độ Curie, khối sắt từ sẽ trở thành vật thuận từ.

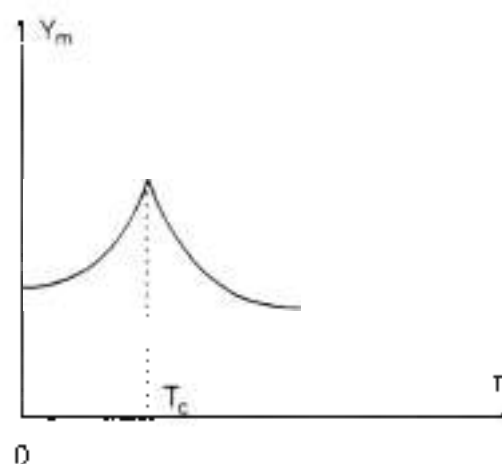
3. Phân sắt từ và ferit

a) Phân sắt từ

Có một số lớn các chất được gọi là các chất *phân sắt từ*, trong đó mômen spin của các nguyên tử cạnh nhau là đối song (song song và ngược chiều nhau). Sự tồn tại của trạng thái này đã được Landau chứng minh bằng lý thuyết từ năm 1933.

Các chất MnO , NiO , Cr_2O_3 , CuCl_2 , FeS , FeCO_3 , nhiều liên kết oxyt và muối... là những chất phản sắt từ.

Trong trường hợp đơn giản nhất có thể xem mạng tinh thể của các chất phản sắt từ gồm hai mạng ion lồng vào nhau. Trong mỗi phân mạng như vậy, mômen spin của các ion định hướng song song với nhau nhưng mômen spin của hai phân mạng lại có hướng ngược nhau (Hình 5.15a)



Hình 5.14

Sự sắp xếp trật tự của các mômen spin chỉ xảy ra dưới nhiệt độ gọi là *nhiệt độ Curie phản sắt từ* thay *nhiệt độ Néel*. Trên nhiệt độ này, sự sắp xếp trật tự của các spin không còn nữa, tinh thể trở thành thuận từ.

Mômen từ tổng cộng của các chất phản sắt từ bằng không khi không có tác dụng của từ trường ngoài và tăng tỉ lệ với trường do sự định hướng lại các spin. Ở nhiệt độ thấp, hệ số từ hóa của phản sắt từ rất nhỏ. Khi nhiệt độ tăng lên, sự sắp xếp đối song song từng cặp một của các spin bị vi phạm và hệ số từ hóa tăng lên. Ở một nhiệt độ nào đó (điểm Curie phản sắt từ) vùng định hướng tự phát của các spin không còn nữa, phản sắt từ chuyển thành thuận từ. Khi tiếp tục tăng nhiệt độ, hệ số từ hóa của phản sắt từ, cũng như bất kỳ chất thuận từ nào, đều giảm xuống.

Do đó ở nhiệt độ Curie phản sắt từ, hệ số từ hóa đạt cực đại. Người ta thường phát hiện tính phản sắt từ dựa vào đỉnh rõ nét trên đường cong $\chi_m - f(T)$ (hình 5.14). Ở nhiệt độ Curie phản sắt từ, còn phát hiện được dị thường của nhiệt dung và hệ số dẫn nhiệt.

Bằng chứng thực nghiệm quan trọng nhất, xác nhận cách sắp xếp đối song song của các mômen spin trong các chất phản sắt từ là các thí nghiệm nhiễu xạ neutron trên các tinh thể phản sắt từ.

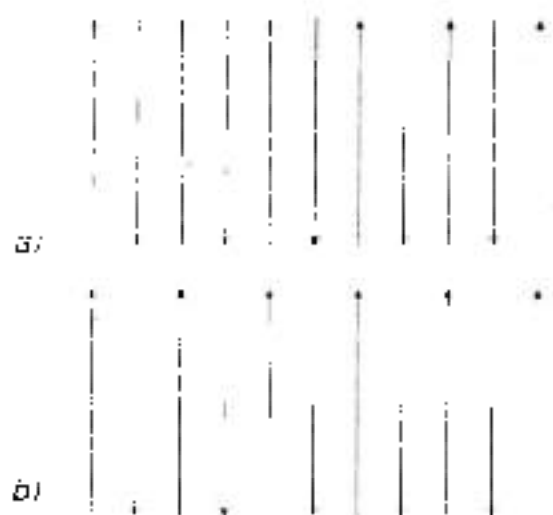
Mặc dầu bản thân các chất phản sắt từ không có ứng dụng

thực tế, song việc nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm các tính chất của chúng rất quan trọng theo quan điểm thực tiễn, bởi vì, một số lớn, nếu không nói là đa số, các chất sắt từ đều thuộc về nhóm phan sắt từ, như các ferit chẳng hạn.

b) Ferit

Ferit là tên gọi chung của các liên kết hóa học $MO \cdot Fe_2O_3$ trong đó M là một trong các ion kim loại hóa trị hai hay hỗn hợp của chúng như Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe^{2+} . Một vài ferit ví dụ như $ZnFe_2O_4$ và $CdFe_2O_4$ không có tính sắt từ.

Khác với sắt và các hợp kim sắt từ khác, về phương diện tính chất điện, ferit thuộc loại bán dẫn điện. Chúng có điện trở suất khá lớn, cỡ từ $10^2 \Omega \cdot m$ đến $10^8 \Omega \cdot m$. Vì lý do đó mà ferit có giá trị sử dụng rất lớn.



Hình 5.15

Các hợp kim sắt từ không được sử dụng trong kỹ thuật tần số cao vì chúng có độ dẫn điện lớn nên tổn hao năng lượng Foucault lớn. Trong ferit dòng Foucault nhỏ nên tổn hao năng lượng không đáng kể, vì vậy chúng được sử dụng rộng rãi và rất có hiệu quả trong kỹ thuật vô tuyến điện, đặc biệt là trong kỹ thuật cao tần và siêu cao tần.

Về phương diện từ, ferit thuộc loại phan sắt từ không bù trừ, có nghĩa là mômen từ của các phân mạng từ đối song song, nhưng độ lớn tuyệt đối không bằng nhau (hình 5.15b).

Việc tìm ra phương pháp chế tạo các ferit với độ từ thẩm ban đầu cao (tới 5.000 - 10.000), bằng cách hỗn hợp ferit sắt từ với ferit Zn không sắt từ, đã làm cho ferit được sử dụng rộng rãi trong kỹ thuật và mở rộng việc nghiên cứu khoa học.

Cho đến nay số ferit đã tìm được với thành phần khác nhau đã vượt xa số các kim loại và hợp kim sắt từ.

Các ferit từ mềm thông dụng là ferit mangan kẽm ($\text{Mn-Zn-Fe}_3\text{O}_4$) và niken kẽm ($\text{Ni-Zn-Fe}_3\text{O}_4$) (dùng làm lõi cuộn cảm, lõi biến thế, anten. .)

Các ferit từ cứng như ferit bari ($\text{Ba-Fe}_{12}\text{O}_{19}$), ferit bari stronti ($\text{Ba-Sr-Fe}_{12}\text{O}_{19}$) được sử dụng làm các nam châm vĩnh cửu. Chúng có từ trường khử từ rất lớn, tới 200 000 A/m.

Ferit mangan manhê $\text{Mn-Fe}_3\text{O}_4$ có đường từ trễ dạng chữ nhật được sử dụng rộng rãi trong kĩ thuật từ động hóa, trong các mạch logic và trong các máy tính điện tử.

§6. ĐỊNH LUẬT CƠ BẢN VỀ TỪ TRƯỜNG TRONG MÔI TRƯỜNG VẬT CHẤT

1) Định lí Gauss cho cảm ứng từ trong môi trường

Trong chương IV ta đã biết rằng các đường cảm ứng từ $\vec{B}$ trong chân không là những đường khép kín. Vì vectơ cảm ứng từ trong vật là tổng hợp các vectơ cảm ứng từ $\vec{B}_0$ (do dòng điện vĩ mô gây ra trong chân không) và vectơ cảm ứng từ phụ $\vec{B}'$ (do các dòng điện phân tử hay dòng điện vĩ mô gây ra trong chân không), nên ta suy ra rằng các đường cảm ứng từ trong môi trường là những đường khép kín. Do đó, đối với một mặt kín bất kì, số đường cảm ứng đi vào và đi ra luôn luôn bằng nhau, nghĩa là từ thông toàn phần qua mặt kín luôn luôn bằng không:

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (5.28)$$

Công thức đó biểu thị định lí Gauss (còn gọi là định lí Ostrogradski - Gauss cho cảm ứng từ $\vec{B}$ trong môi trường). So sánh với định lí Gauss cho điện trường (xem chương II) một lần nữa chúng ta lại thấy rằng, do $\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ luôn luôn bằng không ở bất kì miền nào của không gian, trong chân không cũng như trong trường vật chất.

nên các đường cảm ứng không có điểm khởi đầu cũng như không có điểm tận cùng. Điều đó có nghĩa là trong tự nhiên không có "tự tích".

Từ (5.28) dễ dàng suy ra dạng vi phân của định lí Gauss:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (5.29)$$

2. Định lí Ampère về lưu số của vectơ cường độ từ trường

Trong chương IV, ta đã biết rằng, theo định lí Ampère, trong chân không lưu số của vectơ cảm ứng từ theo một đường cong kín bất kì bằng tổng đại số các cường độ dòng điện xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường cong đó nhân với μ_0 :

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k \quad (5.30)$$

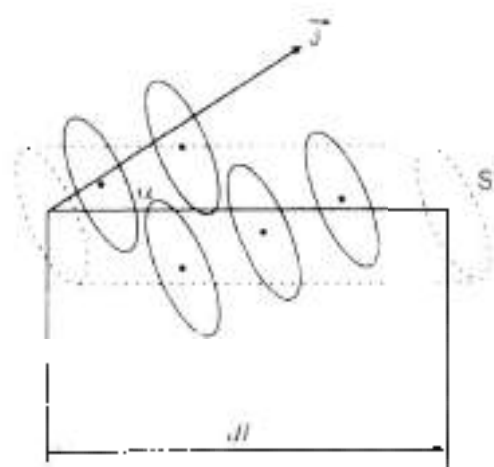
Để dễ phân biệt với dòng điện phân tử trong vật chất, người ta gọi các dòng điện I_k ở công thức (5.30) là *dòng điện tự do*.

Trong môi trường vật chất, định lí về lưu số của vectơ $\vec{B}$ vẫn đúng nhưng những dòng điện xuyên qua diện tích (giới hạn bởi đường cong kín) lấy tích phân sẽ bao gồm thêm cả các dòng điện phân tử, nghĩa là ta có

$$\oint_l \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_k (\text{tự do}) + \sum_{l=1}^m I_l (\text{phân tử}) \right), \quad (5.31)$$

trong đó $\sum_{l=1}^m I_l (\text{phân tử})$ là tổng đại

số tất cả các dòng điện phân tử bao lấy đường cong C . Giả sử ta tính lưu số dọc theo đoạn thẳng $d\vec{l}$, chiều lấy lưu số lập với vectơ độ từ hóa $\vec{J}$ một góc α . Hình 5.16 cho ta thấy rõ số dòng điện phân tử bao quanh $d\vec{l}$ bằng tất cả các dòng điện phân tử có tâm nằm trong hình trụ mà trục của nó trùng với đoạn $d\vec{l}$, diện tích đáy S của hình trụ bằng diện tích của một dòng điện phân tử. Nếu n



Hình 5.16

là số phân tử trong một đơn vị thể tích của vật và I là cường độ của một dòng điện phân tử thì tổng đại số các dòng điện phân tử bao lấy dl sẽ bằng $nI \cdot S' \cos \alpha dl$. Tích số $I S$ bằng mômen từ μ_m của một dòng điện phân tử. Thành thử $nI S'$ là mômen từ của đơn vị thể tích của vật, nghĩa là bằng giá trị của vectơ $\vec{J}$, và $nI S' \cos \alpha$ là hình chiếu của $\vec{J}$ trên dl . Như vậy, có thể nói rằng, tổng đại số các dòng điện phân tử bao lấy đường dl bằng $\vec{J} \cdot \vec{dl}$; từ đó tổng đại số các dòng điện phân tử bao lấy toàn bộ đường cong kín C sẽ là:

$$\sum_{k=1}^n I_k (\text{phân tử}) = \oint_C \vec{J} \cdot \vec{dl} \quad (5.32)$$

Thay biểu thức (5.32) vào (5.31) ta được

$$\oint_C \vec{B} \cdot \vec{dl} = \mu_0 \left(\sum_{k=1}^n I_k (\text{tự do}) + \oint_C \vec{J} \cdot \vec{dl} \right), \quad (5.33)$$

từ đó rút ra

$$\oint_C \left\{ \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right\} \cdot \vec{dl} = \sum_{k=1}^n I_k (\text{tự do}).$$

Chú ý đến (5.22), ta tìm được lưu số của vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$:

$$\oint_C \vec{H} \cdot \vec{dl} = \sum_{k=1}^n I_k (\text{tự do}) \quad (5.34)$$

Như vậy, lưu số của vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ theo một đường khép kín bất kì, dù đường này qua chân không hay qua môi trường vật chất, đều bằng tổng đại số các cường độ dòng điện tự do (vĩ mô) đi xuyên qua diện tích giới hạn bởi đường kín đó. Công thức (5.34) biểu thị định lý Ampère về lưu số của vectơ cường độ từ trường.

Trong khoảng không gian không có dòng điện tự do ($I (\text{tự do}) = 0$) thì công thức (5.34) trở thành

$$\oint_C \vec{H} \cdot \vec{dl} = 0 \quad (5.35)$$

Các phương trình (5.28) và (5.34) là những phương trình cơ bản của các trường vectơ $\vec{B}$ và $\vec{H}$.

3. Chú ý. Với các kết quả thu được ở trên ta có thể thấy rõ một

số chi tiết khác nhau về ý nghĩa của các vectơ $\vec{B}$ và $\vec{H}$. Trong quá trình hình thành và phát triển môn điện từ học, người ta biết tác dụng từ của nam châm vĩnh cửu rất lâu trước khi biết tác dụng của dòng điện. Coulomb và nhiều nhà bác học khác khi nghiên cứu từ trường của một thanh nam châm vĩnh cửu đã cho rằng trong tự nhiên có tồn tại "từ tích" giống như điện tích, và do đó đã xây dựng tính từ học trên cơ sở tương tác giữa các từ tích điểm. Đồng thời đã dùng phương pháp loại suy với tính điện học để tìm ra mọi công thức khác của tính từ học. Vì cường độ từ trường $\vec{H}$ đã được xem như trường do các từ tích gây nên, nên ban đầu người ta đã xây dựng nó tương tự như cường độ điện trường $\vec{E}$. Các tên gọi "cường độ từ trường" $\vec{H}$ và "cường độ điện trường" $\vec{E}$ đã phản ánh qua trình hình thành ban đầu của điện từ học. Nhưng, sau khi người ta đã phát hiện ra từ trường của dòng điện và đã chứng tỏ rằng không có từ tích, thì sự tương tự giữa $\vec{H}$ và $\vec{E}$ không có cơ sở. Mặt khác, như ta đã biết cường độ điện trường $\vec{E}$ là trường tổng hợp của hai trường: trường $\vec{E}_0$ do các điện tích tự do gây ra và trường $\vec{E}$ do các điện tích phân cực xuất hiện trên mặt điện môi gây ra; lực điện tác dụng lên điện tích được xác định bởi vectơ $\vec{E}$ chứ không phải bởi vectơ $\vec{D}$. Tương tự như vậy, cảm ứng từ $\vec{B}_0$ (do các dòng điện tự do gây ra) và $\vec{B}$ (do các dòng điện phân tử gây ra; lực từ tác dụng lên dòng điện đặt trong từ trường được xác định bởi $\vec{B}$ chứ không phải là $\vec{H}$). Vì vậy giữa các vectơ $\vec{B}$ và $\vec{E}$ có những nét tương tự trên những mặt chủ yếu. Ngoài ra đối chiếu các công thức định nghĩa cảm ứng điện $\vec{D}$ trong điện môi (1.104) và (1.25) và định nghĩa cường độ từ trường $\vec{H}$ trong môi trường vật chất (5.22) và (5.21a) ta thấy $\vec{H}$ tương tự với $\vec{D}$. Như vậy đang lẽ phải đổi tên gọi, phải gọi $\vec{B}$ là "cường độ từ trường", còn $\vec{H}$ là "cảm ứng từ", giống với các tên gọi $\vec{E}$ và $\vec{D}$. Nhưng do tôn trọng lịch sử nên ta vẫn giữ nguyên các thuật ngữ cũ.

Trên cơ sở phân tích các đặc điểm của các trường vectơ $\vec{H}$ và $\vec{B}$ ta có thể chuyển dễ dàng các công thức tính $\vec{H}$ và $\vec{B}$ trong chân không thành các công thức tính chúng trong môi trường, đồng chất, đẳng hướng và choán đầy không gian có từ trường khác không. Nơi

riêng, công thức tính từ trường tại một điểm trong vật chất gây ra bởi một phần tử dòng điện có chiều dài dl vẫn là:

$$\overline{dH} = \frac{1}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \cdot \vec{r}}{r^3}, \quad (5.36)$$

nghĩa là nó không phụ thuộc độ từ thẩm của vật chất.

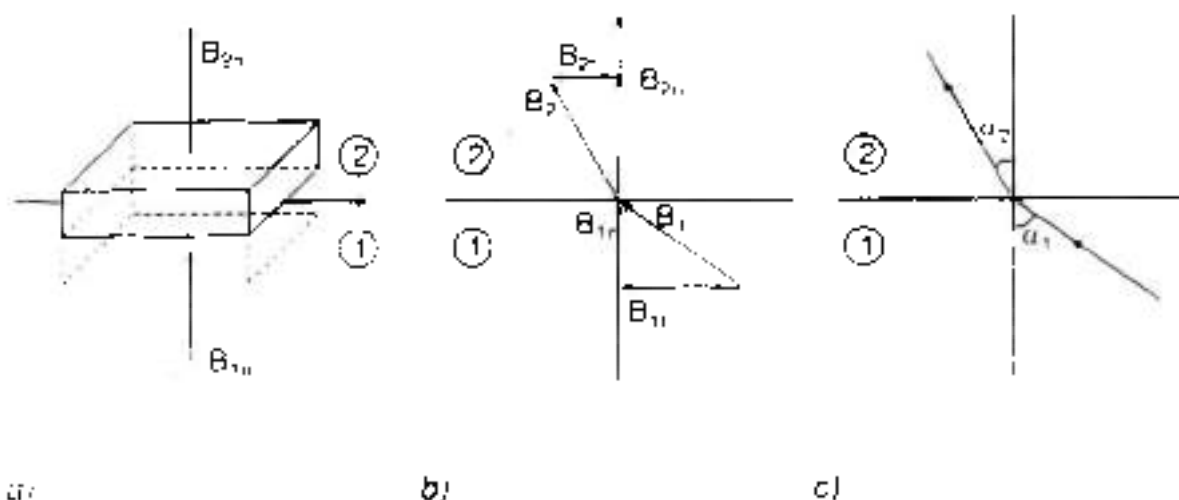
Ngược lại, tác dụng lực của từ trường lên dòng điện khi chuyển từ chân không vào môi trường vật chất sẽ biến đổi, vì tác dụng lực được xác định bởi cảm ứng từ $\vec{B}$ trong môi trường. Trong môi trường đồng chất, đẳng hướng và choán đầy khoảng không gian có từ trường khác không thì cảm ứng từ do dòng điện sinh ra sẽ tăng μ lần so với chân không, do đó lực tác dụng lên dây dẫn dài l có dòng điện I đặt trong môi trường tại đó có cảm ứng từ $\vec{B}$ sẽ là:

$$\Delta \vec{B} = I [\Delta \vec{l} \cdot \vec{H}] \mu \mu_0. \quad (5.37)$$

§7. TỪ TRƯỜNG TẠI MẶT PHÂN CÁCH HAI MÔI TRƯỜNG. SỰ KHÚC XẠ CỦA ĐƯỜNG CẢM ỨNG TỪ

Tại mặt phân cách hai môi trường đồng nhất và đẳng hướng có độ từ thẩm khác nhau, μ_1 và μ_2 , các đường cảm ứng từ, giống như các đường sức của điện trường, sẽ bị lệch phương, nghĩa là sẽ bị khúc xạ.

1) Trước hết ta xét các thành phần pháp tuyến (với mặt phân cách) B_{1n} , B_{2n} của vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$, và H_{1n} , H_{2n} vectơ cường độ từ trường $\vec{H}$ tại mặt phân cách. Muốn vậy, ta xét một hình hộp mỏng có các đáy diện tích S song song với mặt phân cách, một đáy nằm trong môi trường 1 có độ từ thẩm μ_1 còn một đáy nằm trong môi trường 2 có độ từ thẩm μ_2 (H.517) và tính từ thông qua các mặt của hình hộp. Từ thông qua mặt trên của hình hộp là $B_{1n}S$ và, từ thông qua mặt dưới bằng $B_{2n}S$, vì chiều cao của hình hộp coi là rất nhỏ nên



Hình 5.17

từ thông qua mặt bên có thể bỏ qua. Theo định lí Gauss, từ thông qua mặt kín luôn luôn bằng không:

$$B_{2n}S - B_{1n}S = 0,$$

(chú ý rằng vì pháp tuyến dương của mặt hướng từ trong ra ngoài hình hộp nên các pháp tuyến của hai đáy ngược chiều nhau). Từ đó

$$B_{2n} = B_{1n}. \quad (5.38)$$

Mặt khác, vì

$$B_{1r} = \mu_1 \mu_0 H_{1r}$$

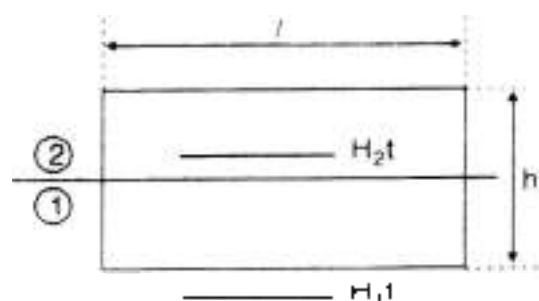
và

$$B_{2r} = \mu_2 \mu_0 H_{2r},$$

nên ta có

$$\frac{H_{1r}}{H_{2r}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (5.39)$$

Để xét các thành phần tiếp tuyến của $\vec{B}$ và $\vec{H}$ trên mặt phân cách ta xét một hình chữ nhật có chiều cao rất nhỏ (H.5.18), một cạnh của nó có chiều dài l và nằm trong môi trường 2 và tính lưu số của $\vec{H}$ theo chu vi hình chữ nhật này; giả thiết rằng trên mặt phân cách trong



Hình 5.18

một lớp rất mỏng không có dòng điện tự do.

Lưu thông của $\vec{H}$ dọc theo chu vi hình chữ nhật này bằng $l \cdot H_{2r} - l \cdot H_{1r}$, trong đó H_{2r} và H_{1r} là những thành phần tiếp tuyến của cường độ từ trường trong hai môi trường. Áp dụng công thức (5.34), ta được

$$l \cdot H_{2r} - l \cdot H_{1r} = 0,$$

$$\text{từ đó} \quad H_{2r} = H_{1r} \quad (5.40)$$

Mặt khác, vì $B_{2r} = \mu_0 \mu_2 H_{2r}$ và $B_{1r} = \mu_0 \mu_1 H_{1r}$ nên ta có

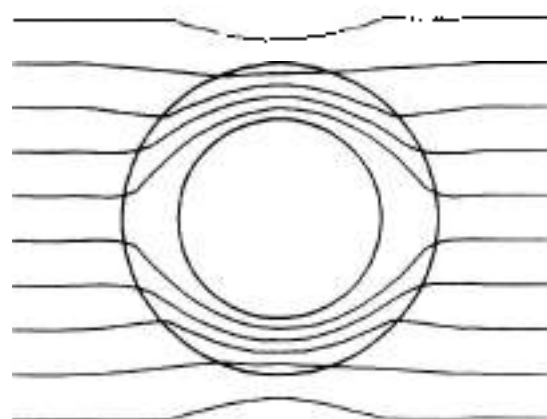
$$\frac{B_{1r}}{B_{2r}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (5.41)$$

Các hệ thức (5.38) và (5.41) còn được gọi là các điều kiện bờ đối với từ trường. Từ các hệ thức đó dễ dàng suy ra:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (5.42)$$

trong đó góc α_1 là góc giữa đường cảm ứng từ trong môi trường 1 và pháp tuyến của mặt phân cách, còn α_2 là góc tương ứng trong môi trường 2 (H.5.17). Công thức (5.42) biểu thị định luật khúc xạ của đường cảm ứng từ.

Từ (5.19) suy ra rằng các đường cảm ứng từ khi đi vào môi trường có độ từ thẩm lớn sẽ đi xa pháp tuyến, do đó mật độ của các đường cảm ứng từ tăng lên. Nếu đặt trong từ trường đều một vật có dạng hình trụ rỗng làm bằng vật liệu có độ từ thẩm lớn hơn môi trường bao quanh thì các đường cảm ứng từ sẽ xít lại dày đặc ở lớp vỏ hình trụ (H.5.19), còn trong phần rỗng, đường cảm ứng từ rất thưa thớt, do đó từ trường bên trong phần rỗng này rất yếu. Hiện tượng này được ứng dụng để làm các màn chắn từ trường, gọi tắt là màn từ. Màn từ dùng để ngăn cho các dụng cụ đo chính xác khỏi chịu tác dụng từ trường ngoài: các dụng cụ đo

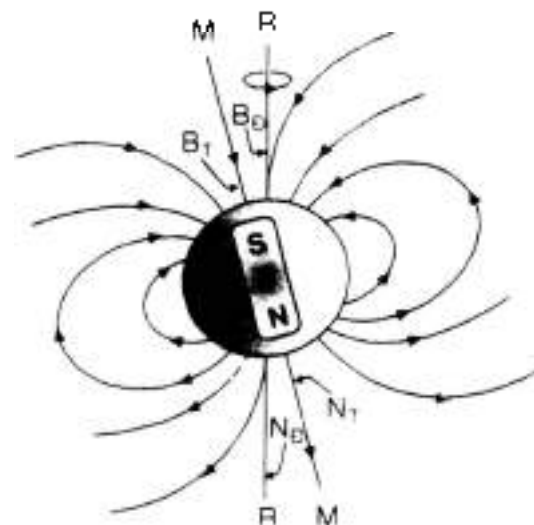


Hình 5.19

thường được đặt vào trong hộp rỗng vỏ dây làm bằng chất có độ từ thẩm lớn (sắt từ). Tuy nhiên, màn chắn từ khác với màn chắn tĩnh điện ở chỗ nó không thể làm mất hoàn toàn từ trường bên trong phần rỗng của nó, mà chỉ có khả năng làm yếu đi hàng trăm hoặc hàng nghìn lần. Chẳng hạn, với một vỏ cầu rỗng bằng sắt từ, có bán kính trong bằng nửa bán kính ngoài và độ từ thẩm bằng 1.300 thì cảm ứng từ trong hốc bằng 0.001 giá trị ở bên ngoài (xem thêm §9 dưới đây).

§8. TỪ TÍNH CỦA TRÁI ĐẤT VÀ CÁC THIÊN THỂ

1. **Trái Đất được xem như một nam châm khổng lồ.** Điều này đã được phát hiện năm 1600 bởi nhà vật lý người Anh Gilbert, người đầu tiên quan sát các hiện tượng từ một cách hệ thống. Nếu bỏ qua mọi ảnh hưởng của từ trường gây ra bởi các dòng hạt mang điện liên tục từ Mặt Trời phóng ra (gọi là *gió Mặt trời*) đi tới khu vực Trái Đất thì, đối với mọi điểm ở gần mặt đất, từ trường Trái Đất có thể xem như là trường của một lưỡng cực từ (một nam châm) đặt ở gần tâm Trái Đất, được biểu diễn như trên hình 5.20. Một cách gần đúng chấp nhận được, mômen lưỡng cực từ của Trái Đất có độ lớn là 8.10^{22} A.m^2 ; trục MM của lưỡng cực lập một góc 11.5° với trục quay RR của Trái Đất. Trục MM cắt mặt đất tại hai điểm gọi là cực địa từ bắc B_T (ở tây bắc Greenland) và cực địa từ nam N_T (ở châu Nam Cực) (hai điểm này khác với cực bắc địa lý B_0 và cực nam địa lý N_0). Nói chung các đường sức của từ trường Trái Đất đi ra từ bề mặt thuộc Bán cầu nam và đi vào tại Bán cầu bắc; vì thế cái mà ta gọi là cực từ bắc của Trái Đất thì thực sự là cực nam của lưỡng cực từ Trái



Hình 5.20

Đất. Tại mọi điểm trên mặt đất từ trường mà ta quan sát được có thể khác đáng kể so với trường lưỡng cực li tưởng nói trên cả về độ lớn lẫn hướng. Trên thực tế, điểm mà ở đó từ trường có phương thẳng đứng và đi vào mặt đất, không nằm tại cực địa từ bắc ở Greenland (như đã nói trên) mà nằm tại Queen Elizabeth Islands thuộc bắc Canada. Ngoài ra từ trường quan sát được ở mọi điểm trên mặt đất còn thay đổi theo thời gian. Độ thay đổi này có thể phát hiện và đo được đối với khoảng thời gian là vài năm, và là khá lớn sau khoảng thời gian 100 năm. Chẳng hạn trong thời gian từ năm 1580 đến năm 1820 người ta thấy hướng của kim la bàn đặt tại Luân Đôn thay đổi khoảng 35° . Nhưng, mặc dù có các thay đổi địa phương này, từ trường trung bình của Trái Đất chỉ thay đổi chậm trong khoảng thời gian dài (nhưng rất nhỏ so với tuổi của Trái Đất). Các kết quả nghiên cứu cho thấy là từ trường Trái Đất thay đổi hoàn toàn hướng của nó (đảo cực) sau khoảng một triệu năm. Ở những độ cao vào cỡ vài bán kính Trái Đất thì từ trường Trái Đất thay đổi chủ yếu do gió Mặt Trời. Nó tạo ra một vùng từ trường dài trải ra về phía xa dẫn Mặt trời tới khoảng cách lớn gấp nhiều ngàn lần đường kính Trái Đất (gọi là *đuôi từ*).

2. Vì có những ứng dụng thực tiễn trong hàng hải, liên lạc và thám dò nên từ trường Trái Đất đã được nghiên cứu rộng rãi trong nhiều năm qua. Lấy chính Trái Đất làm mốc, hướng của từ trường gần mặt đất được xác định bởi hai góc: góc giữa phương bắc địa lí thực tại và độ 90° và thành phần nằm ngang của trường, gọi là *độ từ thiên*; và góc giữa mặt phẳng ngang và hướng của trường, gọi là *độ từ khuynh*. Người ta đã chế tạo được nhiều loại từ kế để đo hai đại lượng trên với độ chính xác cao. Cường độ từ trường Trái Đất được xác định bằng cách đo tần số dao động của một trong các dụng cụ đo sau khi làm lệch kim chỉ thị của nó ra khỏi vị trí cân bằng.

3. Về nguồn gốc của từ trường Trái Đất thì hiện nay chưa có sự giải thích chi tiết và thỏa đáng. Nhiều lí thuyết cho rằng từ trường Trái Đất được sinh ra bằng cách nào đó từ các dòng điện kín bên trong Trái Đất, chạy trong khối long co tinh dẫn điện tốt ở ngoài vùng lõi Trái Đất. Nhưng cách hoạt động chính xác của máy

phát điện" địa từ nội tại này và nguồn năng lượng cần thiết để nó hoạt động được là vấn đề còn đang nghiên cứu. **Mặt trăng** không có phần lõi nóng chảy như ở Trái Đất nên nó không có từ trường. Đa số các hành tinh trong hệ **Mặt trời**, trong đó có sao Thủy và sao Mộc, có từ trường. **Mặt trời** và **nhiều ngôi sao neutron** có từ trường mạnh tới hàng triệu tesla. Và cả **thiên hà của chúng ta** cũng có từ trường, tuy rất yếu (khoảng $2\mu\text{T}$) nhưng quan trọng vì nó chiếm khoảng không gian rất lớn. Việc nghiên cứu cấu hình từ trường của Trái Đất và của các hành tinh trong hệ **Mặt trời** là vấn đề rất quan trọng trong chương trình nghiên cứu vũ trụ hiện nay và trong tương lai.

§9. MẠCH TỪ

1. **Định nghĩa.** Trong kĩ thuật điện ta thường phải sử dụng các mẫu sắt từ có dạng các khung kín (như lõi sắt từ của nam châm điện, lõi sắt từ của biến thế điện ...). Chế tạo các khung sắt từ kín có hình dạng khác nhau, ta có thể tạo ra từ thông có độ lớn cần thiết và theo hướng mong muốn.

Tập hợp các vật hoặc các miền không gian trong đó có các đường cảm ứng từ khép kín được gọi là mạch từ.

Để giải các bài toán thực tế của kĩ thuật điện người ta vận dụng các định luật về mạch từ.

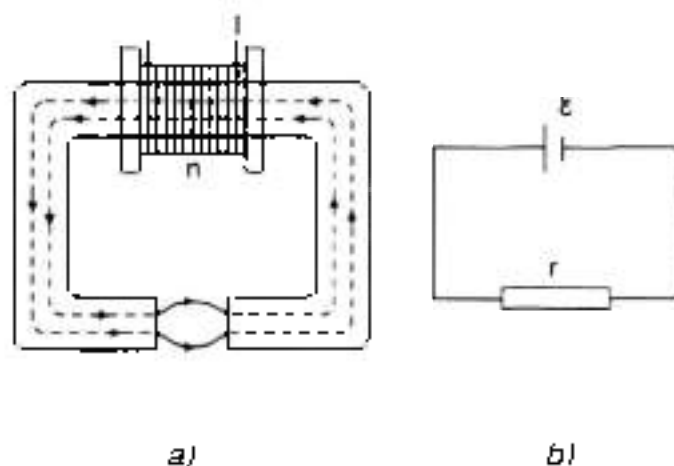
2. Mạch từ không phân nhánh

Xét một mạch từ không phân nhánh đơn gian (Hình 5.21) gồm hai đoạn: đoạn mạch trong khung sắt từ có tiết diện ngang S và độ từ thẩm μ_1 và đoạn mạch là khe hở (không khí) nhỏ có cùng tiết diện và độ từ thẩm μ_0 . Áp dụng công thức (5.34) cho đường sức từ ở chính giữa mạch, ta có:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = H_1 l_1 + H_2 l_2 = nI, \quad (5.43)$$

trong đó H là cường độ từ trường trong khung, H_1 là cường độ từ

trường trong khe hở không khí; l là độ dài khung được đo theo đường cảm ứng từ chính giữa; l_k là khoảng cách khe hở; n là số vòng dây điện quấn trên khung; và I là cường độ dòng điện qua cuộn dây. Vì đường cảm ứng từ là các đường cong khép kín nên từ thông Φ ở trong khung cũng bằng trong khe hở. Áp dụng



Hình 5.21

công thức (5.21a) và chú ý rằng $\Phi = BS$ hay $B = \frac{\Phi}{S}$, ta được:

$$H = \frac{\Phi}{\mu_0 \mu S}, \quad H_k = \frac{\Phi}{\mu_0 \mu_k S}$$

Thay vào (5.43), ta tìm được Φ :

$$\Phi = \frac{nI}{\frac{1}{\mu_0 \mu S} + \frac{l_k}{\mu_0 \mu_k S}} \quad (5.44)$$

Công thức (5.44) có dạng như định luật Ohm cho mạch điện kín, như trên hình (5.21b). Khi đó đại lượng $\mathcal{E}_m = nI$ (5.45) đóng vai trò như suất điện động và do đó, một cách tương tự, ta gọi $\mathcal{E}_m$ là *suất từ động*. Đại lượng

$$R_m = \frac{1}{\mu_0 \mu S} + \frac{l_k}{\mu_0 \mu_k S} \quad (5.46)$$

có vai trò ở trong công thức (5.44) như là điện trở toàn phần trong định luật Ohm, và, vì vậy, người ta gọi R_m là *từ trở toàn phần* của mạch. Từ đó các đại lượng

$$r_m = \frac{1}{\mu_0 \mu S}; \quad r_{mk} = \frac{l_k}{\mu_0 \mu_k S} \quad (5.47)$$

là *từ trở* của các đoạn mạch từ tương ứng. Từ trở của đoạn mạch phụ thuộc vào chiều dài l của mạch từ và vào tiết diện ngang S , giống

như điện trở; ở đây độ từ thẩm tuyệt đối $\mu_0 = \mu_1 \mu$ đóng vai trò điện dẫn suất.

Với các khái niệm vừa nêu trên, phương trình (5.44) được viết lại như sau:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}}{R_m} \quad (5.48)$$

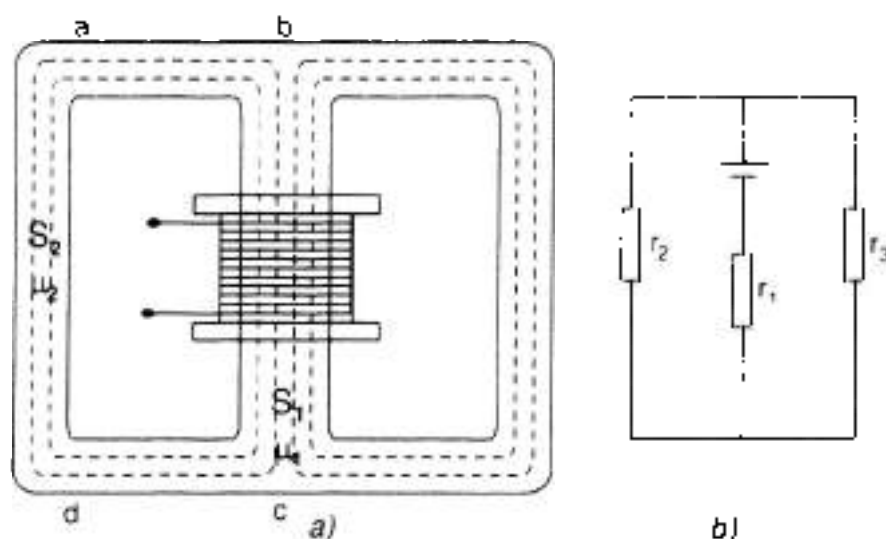
Φ đóng vai trò tương tự như cường độ dòng điện I trong mạch. Công thức (5.48) biểu thị định luật Ohm đối với mạch từ không phân nhánh. Từ thông đi qua một tiết diện bất kì của một mạch từ kín không phân nhánh bằng suất từ động của mạch chia cho từ trở toàn phần của mạch đó.

Từ (5.46) và (5.47) ta thấy rằng, đối với mạch từ không phân nhánh, từ trở toàn phần bằng tổng các từ trở của các đoạn mạch từ. Nếu mạch từ không phân nhánh gồm n đoạn mạch từ có chiều dài $l_1, l_2, \dots, l_n$ với độ từ thẩm tương ứng là $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ thì từ trở toàn phần của mạch từ bằng

$$R_m = \sum_i r_{mi}, \quad \text{với } r_{mi} = \frac{l_i}{\mu_0 \mu_i S} \quad (5.49)$$

3. Mạch từ phân nhánh. Xét mạch kín ahead, là một mắt của mạch từ phân nhánh vẽ trên hình 5.22. Gọi độ dài đoạn mạch bc là l_1 , tiết diện

ngang của đoạn mạch này là S_1 , cường độ từ trường trên đoạn mạch là H_1 ; và gọi các đại lượng tương ứng trên đoạn cdab là l_2, S_2 và H_2 . Lập luận tương tự như trên ta có thể biểu diễn



Hình 5.22

H_1 và H_2 theo từ thông Φ_1 và Φ_2 trên hai đoạn mạch khảo sát:

$$H_1 = \frac{\Phi_1}{\mu_0 \mu_1 S_1}, \quad H_2 = \frac{\Phi_2}{\mu_0 \mu_2 S_2}$$

trong đó μ_1 và μ_2 là độ từ thẩm của các đoạn mạch bc và cdab. Áp dụng (5.34) ta được

$$\oint_C \vec{H} d\vec{l} = - \frac{\Phi_1}{\mu_0 \mu_1 S_1} \cdot l_1 + \frac{\Phi_2}{\mu_0 \mu_2 S_2} \cdot l_2 = n_1 I_1 \quad (5.50)$$

Nhưng, theo định nghĩa,

$$\frac{l_1}{\mu_1 \mu_1 S_1} = r_{m1}, \quad \frac{l_2}{\mu_0 \mu_2 S_2} = r_{m2}$$

là các từ trở của các đoạn mạch bc và cdab, và $n_1 I_1 = \mathcal{E}_{m1}$ là suất từ động của mạch kín đó, nên, theo (5.50) ta có

$$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \mathcal{E}_{m1} \quad (5.51)$$

Trong trường hợp tổng quát, mạch từ có thể gồm một số tùy ý các đoạn mạch, và trên mỗi đoạn mạch này có thể có cuộn dây quấn trên đó với dòng điện chạy qua; khi đó ta có

$$\sum_k \Phi_k r_{mk} = \sum_k \mathcal{E}_{mk} \quad (5.52)$$

Công thức này có dạng tương tự như định luật Kirchhoff đối với mắt mạng của mạch điện phân nhánh, trong đó thay cho dòng điện I là từ thông Φ , còn $\mathcal{E}_m$ và r_m đóng vai trò của suất điện động $\mathcal{E}$ và điện trở r . Ta cần phải chú ý đến dấu của $\mathcal{E}_m$ và Φ khi sử dụng (5.52). $\mathcal{E}_m$ được coi là dương nếu cuộn dây tương ứng sinh ra từ thông có chiều trùng với chiều đã chọn trên đoạn mạch, còn Φ được coi là dương nếu chiều của nó trùng với chiều đi đã chọn trên đoạn mạch.

Tương tự như định luật Kirchhoff đối với nút của mạch điện phân nhánh, ta xét định luật đối với nút của mạch từ. Nút là chỗ hội tụ của ít nhất là ba đoạn mạch từ. Vì các đường cảm ứng từ là liên tục, nên tổng số các đường cảm ứng từ đi đến nút phải bằng tổng số các đường cảm ứng từ đi khỏi nút. Kí hiệu từ thông đến và đi khỏi nút bằng các dấu khác nhau, ta có thể viết phương trình cho mỗi nút

$$\sum_k \Phi_k = 0 \quad (5.53)$$

Công thức này có dạng tương tự như định luật Kirchhoff đối với nút của mạch điện phân nhánh.

Như vậy bài toán tính từ thông trong một mạch từ bất kì sẽ tương tự như bài toán tính dòng điện trong mạch điện, trong đó mỗi mạch từ có thể so sánh với mạch điện tương ứng, như ở hình 5.22b. Nhờ đó ta có thể không cần giải bài toán mạch từ mà sử dụng những lời giải đã biết trong các bài toán điện tương ứng đã biết. Chẳng hạn, dựa vào hình 5.22 có thể khẳng định rằng từ thông Φ qua mạch từ chính nhánh giữa tại đó có cuộn dây bằng tổng số các từ thông Φ_1 và Φ_2 qua hai mạch nhánh (mạch rẽ): $\Phi_1 = \Phi_2 + \Phi$.

trong đó
$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{r_{m3}}{r_{m2}} \quad (5.54)$$

Từ thông trong mỗi mạch rẽ tỉ lệ nghịch với từ trở của mạch rẽ đó. Nếu có n mạch rẽ, thì từ trở tương đương R_n sẽ được tính theo công thức

$$\frac{1}{R_n} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_{ri}} \quad (5.54a)$$

4. Định luật Ohm và định luật Kirchhoff đối với mạch từ được dùng trong kĩ thuật điện để tính từ thông, và, do đó dùng để 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, ran nứt rất nhỏ trên bề mặt các chi tiết máy và các vật phẩm khác làm bằng vật liệu sắt từ.

5. Ta xét một số thí dụ về mạch từ

Thí dụ 1 (về sơn từ)

Xét một nam châm điện hình chữ U được nuôi bằng một cuộn dây gồm N vòng có dòng điện I (hình 5.23).

Giả sử hai cực nam châm được khép kín bằng tấm sắt S . Trong điều kiện này nam châm có thể kéo một gia trọng cực đại P . Tổng trọng lượng của gia trọng P và tấm sắt S xấp xỉ bằng lực nâng của nam châm. Phép tính chi tiết cho biết lực nâng tỉ lệ với bình phương cảm ứng từ: $F = \frac{1}{2\mu_0} B^2 S$.

Khi thay tấm sắt S bằng một tấm nhôm chẳng hạn, gia trọng P rơi ngay xuống. Hiện tượng này cũng dễ hiểu. Thật vậy, gọi R_m và R_s là từ trở của mạch từ chữ U và tấm sắt S, từ thông Φ_m , sẽ là:

$$\Phi_m = \frac{IN}{R_w + R_m} \quad (5.55)$$

Khi thay tấm sắt S bằng tấm nhôm, gọi R_{mn} là từ trở của tấm nhôm, từ thông Φ_{mn} trong mạch từ sẽ là:

$$\Phi_{mn} = \frac{IN}{R_w + R_{mn}} \quad (5.56)$$

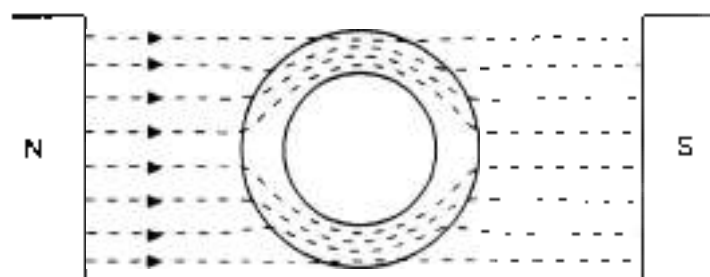
Độ từ thẩm của sắt $\mu_s \gg 1$, còn độ từ thẩm của nhôm $\mu_n \approx 1$, vì vậy theo (5.47) rõ ràng là $R_m < R_{mn}$. So sánh (5.55) và (5.56) ta thấy ngay: $\Phi_{mn} < \Phi_m$.

Từ thông trong mạch từ với tấm nhôm nhỏ hơn từ thông trong mạch từ với tấm sắt, vì vậy cảm ứng từ $\vec{B}$ trong mạch từ khi thay tấm sắt bằng tấm nhôm giảm xuống. Vì lẽ đó, lực nâng của nam châm điện không đủ sức kéo gia trọng P, nên gia trọng P rơi xuống.

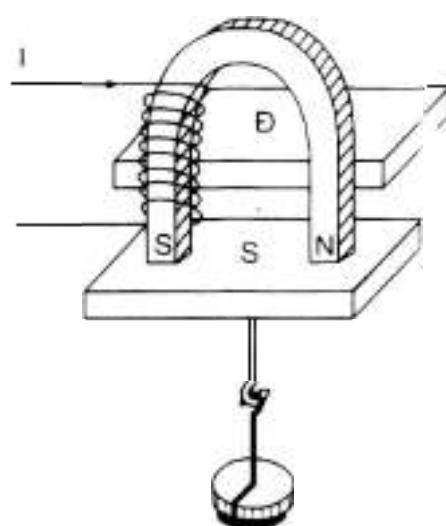
Tương tự, nếu không thay tấm sắt bằng tấm nhôm, mà ghép thêm một tấm sắt D (hình 5.23) làm cho mạch từ phân nhánh. Từ thông và do đó cảm ứng từ $\vec{B}$ qua mạch sắt S cũng giảm xuống. Lực nâng của nam châm điện cũng giảm, nên gia trọng P bị rơi ngay.

Thí dụ 2 (về màn từ)

Đặt một vật bằng sắt vô đủ dày có hốc rỗng trong một từ trường ngoài (hình 5.24). Các đường sức từ trường tập trung trong vỏ sắt từ, hầu như không xuyên qua vỏ và do đó từ trường trong hốc rỗng hầu như bằng không.



Hình 5.24



Hình 5.23

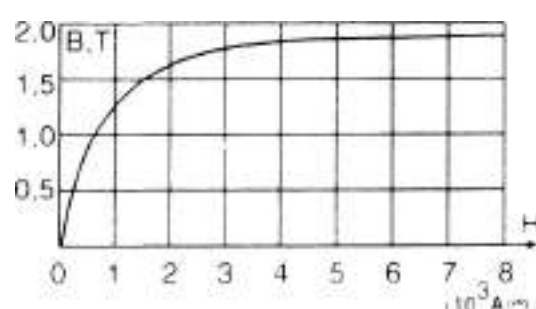
Dùng các định lý mạch từ có thể giải thích dễ dàng hiện tượng trên. Thật vậy, vỏ sắt từ và không khí trong lõi rỗng là những từ trở mắc song song. Độ từ thẩm của không khí $\mu_{kk} = 1$, còn độ từ thẩm của sắt $\mu \gg 1$, nên từ trở của lõi không khí rất lớn so với từ trở của vỏ sắt từ. Theo (5.41) từ thông qua các mạch từ song song tỉ lệ nghịch với từ trở, nên hầu hết các đường sức tập trung trong vỏ sắt từ.

Nếu đặt một kim nam châm trong lõi rỗng của một vật sắt từ, thì rõ ràng kim nam châm không chịu tác dụng của từ trường ngoài. Các vật sắt từ có lõi rỗng hay các hộp sắt từ vô dù dày được dùng làm màn chắn từ trường, gọi tắt là màn từ. Màn từ được dùng để bảo vệ các thiết bị điện tử nhạy khỏi ảnh hưởng của từ trường ngoài. Các vật rỗng làm bằng các kim loại không phải là sắt như nhôm, đồng, bạc... không có tác dụng chắn từ trường không đổi. Các vật bằng sắt từ có lõi rỗng còn có tác dụng chắn các từ trường được tạo ra trong lõi rỗng, không cho lọt ra không gian bên ngoài. Hiện tượng này được giải thích bằng cách cho rằng mạch từ của không gian bên ngoài đã bị mắc song song với mạch từ ở vỏ vật bằng sắt có từ trở nhỏ. Vì vậy, phần từ thông lọt ra không gian bên ngoài cũng rất nhỏ so với phần từ thông khép kín trong vỏ vật sắt từ.

BÀI TẬP CHƯƠNG V

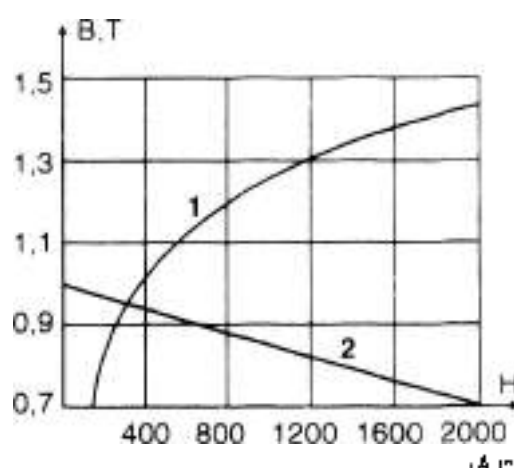
V.1. Một lõi sắt được đặt trong một từ trường có cường độ $H = 800$ A/m. Biết đường cong từ hóa của lõi sắt có dạng như trên hình 5.25. Tìm độ từ thẩm của lõi sắt trong điều kiện đó.

V.2. Một ống dây có lõi sắt, dài $l = 50$ cm, gồm $N = 1.000$ vòng,



Hình 5.25

Dòng điện qua ống dây $I = 1\text{A}$.
Hỏi nếu trong ống dây không có lõi sắt mà muốn có cảm ứng từ có độ lớn như trong ống dây nói trên thì cường độ dòng điện phải bằng bao nhiêu. Biết đường cong từ hóa của lõi sắt có dạng như trên hình 5.26.



Hình 5.26

V.3. Một ống dây hình xuyên móng có lõi sắt, gồm $N = 5.500$ vòng. Bán kính trung bình của hình xuyên là $r = 8\text{cm}$. Hãy tìm:

- 1) Cường độ từ trường và cảm ứng từ B bên trong ống dây;
- 2) Độ từ thẩm μ của lõi sắt;
- 3) Độ từ hóa J của lõi sắt; khi dòng điện chạy trong ống dây lần lượt bằng $I = 0,5\text{A}$; 1A ; 2A . Biết đường cong từ hóa của lõi sắt có dạng như đường 1 trên hình 5.26.

V.4. Hai lõi bằng sắt mỏng giống nhau, có cùng bán kính $r = 10\text{ cm}$, đều có cuộn dây $N = 100$ vòng. Một trong hai lõi có một khe hở không khí dài $l = 1\text{mm}$; còn vòng dây ở lõi kia có dòng điện $I_1 = 1,25\text{A}$ chạy qua. Hỏi cường độ dòng điện I_2 chạy qua vòng dây của lõi sắt có khe hở phải bằng bao nhiêu để cảm ứng từ bên trong khe hở có cùng độ lớn như cảm ứng từ bên trong lõi sắt không có khe hở. Bỏ qua sự rò từ trong khe hở không khí. Biết đường cong từ hóa của lõi sắt là đồ thị 1 trên hình 5.26.

V.5. Lõi sắt trong một ống dây điện hình xuyên móng có $N = 200$ vòng và có dòng điện $I = 1\text{A}$ chạy qua; có đường cong từ hóa là đồ thị 1 trên hình 5.26. Chiều dài trung bình của lõi là $l = 20\text{ cm}$. Xác định cảm ứng từ bên trong hình xuyên nếu lõi sắt có một khe hở không khí dày $l' = 0,5\text{ mm}$. Bỏ qua sự rò từ trong khe.

V.6. Nguyên tử hiđrô gồm một electron chuyển động quanh hạt nhân theo quỹ đạo tròn bán kính $r = 5,3 \cdot 10^{-11}\text{ m}$.

1) Xác định vận tốc đại của electron trên quỹ đạo và tần số quay của nó.

2) Xác định vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$, do electron gây ra ở tâm quỹ đạo.

3) Nếu nguyên tử hiđrô chịu tác dụng của từ trường ngoài có vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với mặt phẳng quỹ đạo của electron và có độ lớn $B = 1\text{T}$ thì tần số quay của electron quanh hạt nhân thay đổi thế nào?

V.7. Một nam châm vĩnh cửu hình trụ tròn, thẳng, dài $l = 1\text{ cm}$, đường kính $d = 2\text{ cm}$. Biết cảm ứng từ tại cực của nam châm có độ lớn $B = 5 \cdot 10^{-3}\text{T}$.

1) Tìm độ từ hóa J của nam châm, biết rằng nam châm đó được từ hóa đều, vectơ $\vec{J}$ nằm dọc theo trục nam châm và có thể xem như nam châm tương đương một xolênôit dài l mang dòng điện $I = \frac{J}{n}$, với n là số vòng dây quấn trên một đơn vị dài.

2) Tìm cảm ứng từ B , tại tâm của nam châm.

V.8. Một torôit có lõi sắt từ chiều dài trung bình $l_1 = 1\text{ m}$ và một khe hở không khí hẹp $l_2 = 3\text{ mm}$. Cuộn dây quấn trên lõi mang dòng điện $I = 2\text{ A}$. Biết cảm ứng từ trong khe hở không khí $B_2 = 1\text{ T}$ và độ từ thẩm của lõi sắt từ $\mu_1 = 4.000$ (tương ứng với $I = 2\text{ A}$). Hãy xác định độ lớn H_2 của cường độ từ trường trong khe hở không khí và số vòng N của cuộn dây.

V.9. Người ta đặt hai quả cầu đồng chất bán kính $r = 55\text{ mm}$, một bằng bismút (có độ cảm từ $\chi_{\text{m1}} = -1,76 \cdot 10^{-5}$), và một bằng vonfram (có độ cảm từ $\chi_{\text{m2}} = 1,76 \cdot 10^{-5}$), vào trong một từ trường đều có cảm ứng từ $B = 2 \cdot 10^{-3}\text{T}$. Xác định mômen từ của các quả cầu đó.

V.12. Trên một vòng xuyên băng sắt người ta quấn một cuộn dây có $N = 50$ vòng. Biết điện trở của cuộn dây đo là $R = 10\Omega$, bán kính trung bình của vòng xuyên là $a = 5\text{ cm}$ và tiết diện của nó là $S = 10\text{ cm}^2$. Đặt vào hai đầu cuộn dây một hiệu điện thế $U = 6\text{ V}$. Hãy xác định từ thông đi qua diện tích S (tức là từ thông trong lõi sắt) và độ từ thẩm của sắt.

- V.11. Một nam châm hình trụ, dài $l = 6 \text{ cm}$, đường kính tiết diện $d = 3 \text{ cm}$, được từ hóa đều. Biết vectơ độ từ hóa $\vec{J}$ hướng dọc theo trục nam châm và có độ lớn $J = 800 \text{ A/cm}$. Hãy xác định cảm ứng từ sinh ra tại cực nam châm.
- V.12. Một nam châm hình trụ tròn, rỗng, thẳng, có chiều dài $l = 6 \text{ cm}$, đường kính mặt ngoài $d = 5 \text{ cm}$, đường kính mặt trong $d' = 3 \text{ cm}$, được từ hóa dọc theo trục thanh. Tính cảm ứng từ tại cực nam châm, biết rằng độ từ hóa là $J = 400 \text{ A/cm}$.
- V.13. Một lõi sắt từ hình xuyên được từ hóa. Sau khi ngắt bỏ từ trường ngoài, lõi sắt có cảm ứng từ $B_d = 1,6 \text{ T}$. Xác định độ từ hóa.
- V.14. Một ống dây hình xuyên gồm $N = 500$ vòng quấn quanh một lõi sắt. Đường kính trung bình của xuyên $d = 25 \text{ cm}$. Tính cảm ứng từ trong lõi sắt và độ từ thẩm của sắt nếu dòng điện qua ống dây là: a) $0,5 \text{ A}$; b) $2,5 \text{ A}$.
- V.15. Một nam châm điện có dạng hình xuyên với đường kính trung bình $d = 51 \text{ cm}$ và khe không khí $l_c = 2 \text{ mm}$. Các vòng dây được phân bố đều theo chiều dài hình xuyên. Hỏi nếu tăng bề rộng khe không khí lên $n = 3$ lần thì cảm ứng từ trong khe sẽ giảm đi mấy lần? Coi rằng độ từ thẩm của lõi sắt không đổi và bằng $\mu = 800$. Độ phân tán của các đường cảm ứng từ ở gần khe không khí có thể bỏ qua.

ĐÁP SỐ CÁC BÀI TẬP CHƯƠNG V

V.1. $\mu = \frac{B}{\mu_0 H} \approx 1.400,$

V.2. $I = 640 \text{ A};$

V.3. 1) $H = \frac{NI}{2\pi r} = 0,5 \cdot 10^4 \text{ A/m}; 10^4 \text{ A/m}; 2 \cdot 10^4 \text{ A/m};$

2) $\mu = 1.700; 1.000; 580$

3) $J = 8,5 \cdot 10^5 \text{ A/m}; 10^6 \text{ A/m}; 1,16 \cdot 10^6 \text{ A/m};$

V.4. $I_2 = 7,6 \text{ A};$

V.5. $B = 0,96 \text{ T};$

V.6 1) $v = 2,2 \cdot 10^6 \text{ m/s}; f = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1};$

2) $B_1 = 12,5 \text{ T};$

3) $\omega = \frac{eB}{4\pi m} = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}.$

V.7. 1) $J = 8,2 \cdot 10^3 \text{ A/m};$

2) $B_1 = 9,2 \cdot 10^{-3} \text{ T};$

V.8. $H_1 = 8 \cdot 10^5 \text{ A/m}; N = 1.300 \text{ vòng};$

V.9 $p_{m1} = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ J/T}; p_{m2} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ J/T};$

V.10. $\varphi = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}; \mu = 1040;$

V.11. $B = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ T};$

V.12. $B = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ T};$

V.13. $J = 1,27 \cdot 10^6 \text{ A/m};$

V.14. $H = 320 \text{ A/m}; 1590 \text{ A/m};$

$\mu = 2240; 700.$

V.15. $\frac{B'}{B} = 0,5.$

Chương VI

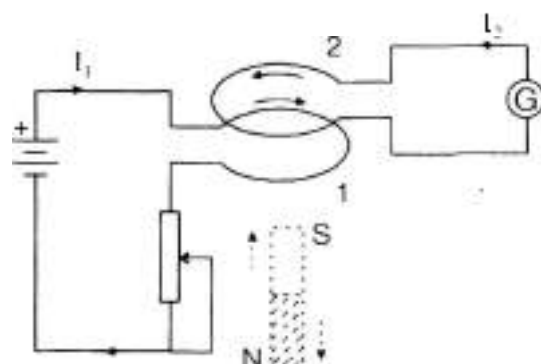
CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

§1. HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

Ta đã biết bất kỳ 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 bác học Faraday người Anh đã chứng minh bằng thực nghiệm, và sau đó nhà bác học Maxwell người Anh đã chứng minh bằng lí thuyết, rằng dòng điện (hay điện trường) có thể phát sinh nhờ từ trường biến thiên.

1. Thí nghiệm của Faraday

a) Trên hình 6.1 có minh họa các thiết bị dùng trong thí nghiệm của Faraday, gồm một mạch có nguồn điện (gọi là mạch thứ 1; trong mạch thứ 1 có một cuộn dây (cuộn 1) mắc nối tiếp với điện kế G. Ở mạch nguồn có cuộn dây 2 đặt cạnh cuộn 1. Điện kế G đã cho biết rằng: trong mạch thứ 2 có xuất hiện một dòng điện mỗi khi dòng điện I_1 trong mạch nguồn biến thiên; hơn nữa dòng điện I_2 xuất hiện trong mạch thứ 2 không phụ thuộc vào cách ta làm biến đổi dòng điện I_1 ở trong mạch nguồn, như bằng cách đóng hay ngắt mạch nguồn, hoặc cho điện trở trong mạch đó biến thiên (nhờ



Hình 6.1

hiện trở. Như vậy dòng điện biến thiên trong mạch nguồn đã gây ra ở không gian xung quanh một từ trường biến thiên và chính từ trường biến thiên này làm xuất hiện dòng điện trong mạch thứ

b) Nếu ta giữ cho dòng điện I_1 trong mạch nguồn không đổi, thì trong mạch thứ cũng xuất hiện dòng điện I_2 khi có sự chuyển dòng tương đối giữa hai cuộn dây 2 và 1 của mạch thứ và mạch nguồn. Trong trường hợp bỏ mạch nguồn đi và cho một thanh nam châm vĩnh cửu (xem hình 6.1, vẽ bằng nét chấm chấm) lại gần hoặc ra xa cuộn dây 2 của mạch thứ, ta vẫn thấy có xuất hiện dòng điện trong mạch thứ.

c) Qua một loạt thí nghiệm như trên, Faraday đã rút ra kết luận tổng quát: *Mỗi khi từ thông qua mạch kín biến thiên thì trong mạch xuất hiện dòng điện*. Nói cách khác sự biến đổi từ thông qua mạch kín là nguyên nhân sinh ra dòng điện trong mạch đó và dòng điện ấy chỉ tồn tại trong thời gian từ thông qua mạch thay đổi. Sự biến thiên này có thể xảy ra theo hai cách: hoặc là mạch kín đứng yên trong một từ trường biến đổi với thời gian, hoặc là mạch kín thay một phần của mạch chuyển động trong từ trường không thay đổi. *Dòng điện phát sinh ở trong mạch mỗi khi từ thông qua nó biến thiên được gọi là dòng điện cảm ứng*. Hiện tượng phát sinh dòng điện cảm ứng như vậy được gọi là *hiện tượng cảm ứng điện từ*. Sự xuất hiện dòng điện cảm ứng trong mạch kín chứng tỏ trong mạch kín đã xuất hiện suất điện động mà người ta gọi đó là *suất điện động cảm ứng*.

2. Định luật Lenz

a) Các thí nghiệm về hiện tượng cảm ứng điện từ cho ta thấy rằng chiều của dòng điện cảm ứng xuất hiện trong mạch phụ thuộc vào sự tăng hay giảm của từ thông qua mạch đó. Nhà bác học Lenz đã tìm ra định luật tổng quát để xác định chiều của dòng điện cảm ứng, gọi là định luật Lenz phát biểu như sau:

Dòng điện cảm ứng phải có chiều sao cho từ trường (từ thông) do nó sinh ra tác dụng chống lại nguyên nhân đã sinh ra nó.

b) Ta hãy vận dụng định luật Lenz để tìm chiều của dòng điện

cảm ứng xuất hiện trong mạch thứ 2 ở hình 6.1 khi dòng điện trong mạch nguồn đang tăng (ứng với lúc đóng mạch hoặc giảm điện trở R); khi đó số đường cảm ứng từ của mạch nguồn gửi qua mạch thứ 2 tăng, do đó trong mạch thứ 2 xuất hiện dòng điện cảm ứng. Theo định luật Lenz, dòng điện cảm ứng này phải có chiều sao nó sinh ra một từ thông (từ trường) chống lại sự tăng của từ thông do mạch nguồn gửi qua nó. Muốn thế, dòng điện cảm ứng này phải có chiều như trên hình 6.1, tức là ngược với chiều của dòng điện trong mạch nguồn. Ngược lại, nếu cường độ dòng điện trong mạch nguồn đang giảm (ngắt mạch nguồn, do đó dòng điện cảm ứng trong mạch thứ 2 phải có chiều sao cho từ thông (từ trường) do nó sinh ra chống lại sự giảm của từ thông do mạch nguồn gửi qua nó. Muốn thế, dòng điện cảm ứng trong mạch thứ 2 phải có chiều ngược lại, tức là cùng chiều với dòng điện trong mạch nguồn. Nếu ta thay mạch nguồn bằng nam châm và cho cực Nam (S) của nam châm đi vào lòng cuộn dây mạch thứ 2 thì dòng điện cảm ứng có chiều như trên hình vẽ, và sẽ có chiều ngược lại nếu ta rút nam châm từ trong mạch thứ 2 ra xa. Cần lưu ý rằng, chiều dòng điện cảm ứng xuất hiện trong mạch thứ 2 trong cả hai trường hợp (đưa nam châm vào và rút nó ra) đều sinh ra lực có tác dụng chống lại chuyển động (tương đối) của nam châm (đối với cuộn dây 2 của mạch thứ 2) (công của lực từ là công cản).

2. Suất điện động cảm ứng.

a) Nhờ các thí nghiệm của Faraday, người ta xác định được độ lớn của suất điện động cảm ứng $\mathcal{E}_c$. Thí nghiệm cho thấy rằng: tốc độ biến thiên (theo thời gian) của từ thông $(\frac{d\Phi}{dt})$ xác định độ lớn $\mathcal{E}_c$ của suất điện động cảm ứng. Nhà bác học Maxwell, sau khi phân tích các thí nghiệm của Faraday và chú ý đến chiều của dòng điện cảm ứng theo định luật Lenz, đã trình bày các kết quả đó dưới dạng toán học:

$$\mathcal{E}_c = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (6.1)$$

Vì ta có $\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$ nên sự biến thiên toàn phần của từ thông

o có thể bao gồm cả sự biến thiên của từ trường (B) và sự biến thiên của diện tích của mạch (S) hoặc sự dịch chuyển của mạch trong từ trường). Suất điện động cảm ứng $\mathcal{E}$ sinh ra chính là do kết quả của sự biến thiên này theo thời gian, vì vậy ta phải viết biểu thức của từ thông dưới dạng vi phân toàn phần như ở (6.1). Ngoài ra dòng điện cảm ứng phải có chiều tuân theo định luật Lenz.

Dấu trừ trong công thức (6.1) là sự thể hiện về mặt toán học của định luật Lenz.

Công thức (6.1) biểu thị định luật cơ bản của hiện tượng cảm ứng điện từ (con gọi là định luật Faraday), phát biểu như sau: *Suất điện động cảm ứng luôn luôn bằng về trị số, nhưng trái dấu với tốc độ biến thiên của từ thông qua diện tích của mạch điện*

b) Khi áp dụng công thức (6.1) để xác định chiều dòng điện cảm ứng ta phải chọn trong mạch một chiều dương và chọn vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ của diện tích giới hạn bởi mạch ấy sao cho khi quay cái vôn nút chai (đỉnh ốc) theo chiều dương của mạch thì cái vôn nút chai (đỉnh ốc) tiến theo chiều pháp tuyến dương. Từ thông qua mạch là dương nếu các đường cảm ứng từ song song và cùng chiều với pháp tuyến dương hoặc làm với pháp tuyến dương một góc nhọn. Suất điện động cảm ứng là dương nếu nó có khả năng sinh ra dòng điện cảm ứng theo chiều dương của mạch, còn dòng điện cảm ứng là dương nếu nó trùng với chiều dương của mạch. Với các quy ước như vậy thì dấu trừ trong công thức (6.1) nói lên rằng: Sự tăng của sự thông ($d\Phi > 0$) gây ra một suất điện động tác dụng theo chiều âm của mạch (tức là gây ra dòng điện ngược chiều với chiều dương của mạch), còn sự giảm của từ thông ($d\Phi < 0$) gây ra một suất điện động tác dụng theo chiều dương của mạch. Nhờ đó, công thức (6.1) cho biết đồng thời cả độ lớn lẫn chiều tác dụng của suất điện động cảm ứng. Ta dễ dàng thử lại chiều của dòng điện cảm ứng do suất điện động này gây ra hoàn toàn phù hợp với định luật Lenz (xem hình 6.1).

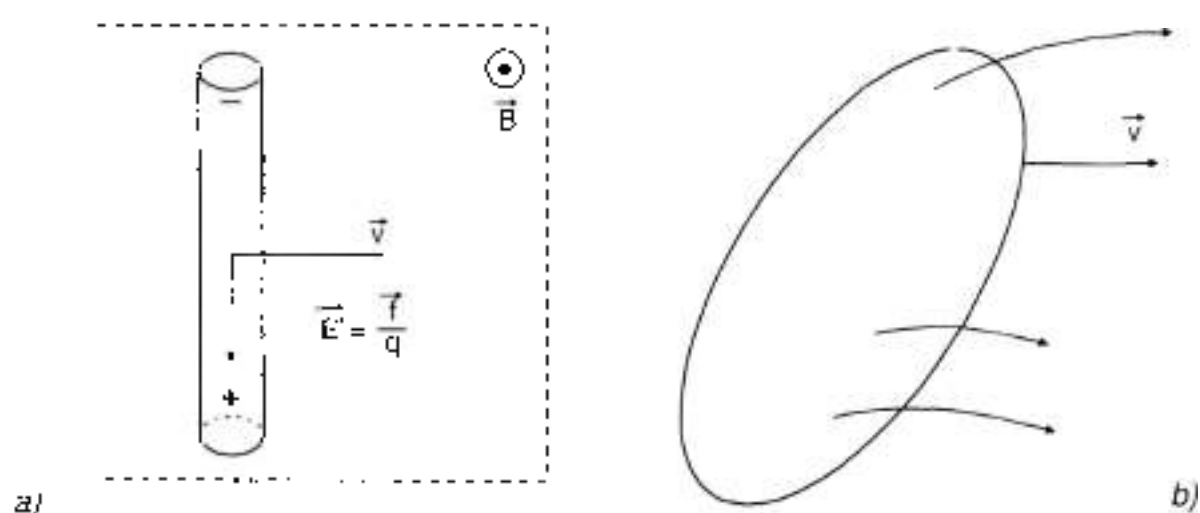
c) Công thức (6.1) được viết trong hệ SI, trong đó hệ số tỉ lệ bằng đơn vị. Trong hệ SI, đơn vị từ thông là vêbe (Wb), đơn vị thời gian là (s) còn đơn vị suất điện động cảm ứng là (V). Theo (6.1): 1 vêbe (Wb) = 1 vôn. 1 giây. *Vậy vêbe là từ thông gây ra trong một vòng dây*

dẫn bao quanh nó một suất điện động cảm ứng $\mathcal{E}$ và khi từ thông đó giảm dần xuống zero trong thời gian t giây.

4. Suất điện động cảm ứng trong trường hợp mạch chuyển động trong một từ trường không đổi

a) Ta biết (chương IV) khi một vật dẫn chuyển động với vận tốc $\vec{v}$ trong một từ trường không đổi $\vec{B}$ thì từ lực tác dụng lên một đơn vị điện tích trong vật dẫn sẽ là

$$\frac{\vec{f}}{q} = |\vec{v} \times \vec{B}|.$$



Hình 6.2

Lực tác dụng lên điện tích dương sẽ cùng chiều với vectơ $|\vec{v} \times \vec{B}|$, còn lực tác dụng lên điện tích âm sẽ có chiều ngược lại. Nhờ đó, các điện tích tự do trong vật dẫn sẽ dịch chuyển (với vật dẫn kim loại thì chỉ có electron dịch chuyển), ở hai đầu vật dẫn sẽ xuất hiện các điện tích trái dấu, do đó giữa hai vật dẫn có một hiệu điện thế (xem hình 6.2a). Nếu mạch là kín (hình 6.2b) thì sự chuyển động của các điện tích trong mạch tạo nên dòng điện, nghĩa là trong mạch có một suất điện động $\mathcal{E}$. Sự xuất hiện hiệu điện thế ở hai đầu vật dẫn (mạch hở) cũng như sự xuất hiện suất điện động trong mạch kín chứng tỏ bên trong vật tồn tại một trường lực lạ $\vec{E}^*$; trong trường hợp này, bản chất lực tác dụng của trường lực lạ chính là lực từ, còn vectơ cường độ trường lực lạ $\vec{E}^*$ chính là:

$$\vec{E} = \frac{\vec{f}}{q} = [\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (6.2)$$

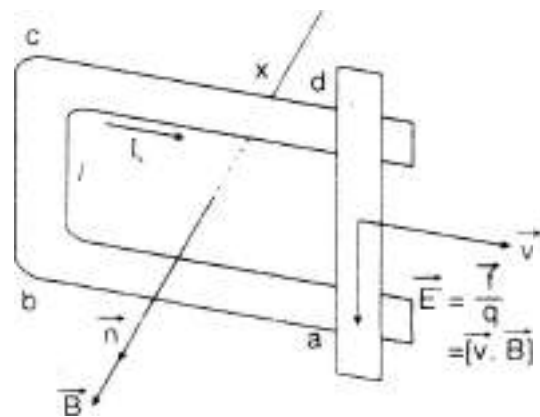
Trong chương II, chúng ta đã biết suất điện động trong một mạch kín bằng lưu số của vectơ $\vec{E}$ theo mạch kín, do đó:

$$\varepsilon_c = \oint_C [\vec{v} \times \vec{B}] d\vec{l} \quad (6.3)$$

Công thức (6.3) cho phép ta tính được suất điện động cảm ứng xuất hiện trong một mạch kín chuyển động trong từ trường. Mặc dù có thể chứng minh rằng công thức (6.3) trùng với công thức (6.1), nhưng trong một số trường hợp chỉ có sự dùng công thức (6.3) ta mới hiểu đúng bản chất của hiện tượng.

b) Để làm ví dụ áp dụng công thức (6.3) ta xét trường hợp một mạch có diện tích biến thiên đặt trong một từ trường đều không đổi. Giả sử mạch điện ta xét có dạng hình chữ nhật $abcd$, có một cạnh lưu động ab chuyển động đều với vận tốc $\vec{v}$ có chiều như hình vẽ 6.3.

Ta quy ước chọn chiều quay ngược với chiều kim đồng hồ là chiều dương của mạch điện. Các đường cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với mạch điện và cùng chiều với vectơ pháp tuyến $\vec{n}$ của mạch. Áp dụng công thức (6.3) cho mạch điện đó ta thấy: lưu số trên các đoạn ab , bc , cd đều bằng không vì $\vec{v} = 0$. Trên đoạn ad , vectơ $[\vec{v} \times \vec{B}]$ nằm dọc theo đoạn mạch và ngược với chiều tính lưu số, do đó:



Hình 6.3

$$\varepsilon_c = -vBl,$$

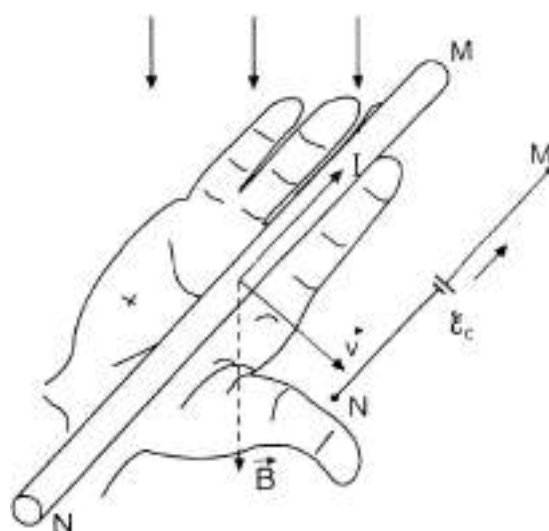
trong đó l là chiều dài của đoạn mạch lưu động, còn vBl chính là độ lớn của lực từ tác dụng lên đơn vị diện tích nằm trong đoạn mạch di động.

Cần chú ý rằng, ta cũng sẽ thu được kết quả này dựa vào công thức (6.1).

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt} = -B \frac{dS}{dt} = -Bl \frac{dx}{dt} = -vBl.$$

Theo (6.4) $\mathcal{E}_c < 0$, điều này cho biết rằng dòng điện cảm ứng xuất hiện sẽ có chiều ngược với chiều dương của mạch.

Trong trường hợp một đoạn dây dẫn chuyển động trong từ trường ta có thể xác định chiều tác dụng của suất điện động cảm ứng (chiều của dòng điện cảm ứng) nhờ quy tắc bàn tay phải: Để lòng bàn tay phải hứng các đường cảm ứng từ, ngón tay cái choãi ra hướng chiều chuyển động của dây dẫn, khi đó chiều từ cổ tay đến ngón tay giữa là chiều tác dụng của suất điện động cảm ứng (H.6.4) (cũng là chiều đi từ cực âm sang cực dương của nguồn tương đương đặt vào dây dẫn có suất điện động bằng suất điện động cảm ứng).



Hình 6.4

Sử dụng quy tắc bàn tay phải ta sẽ tìm được chiều tác dụng của $\mathcal{E}_c$ trong thí dụ trên, đúng như kết quả đã tìm được bằng định luật Lenz.

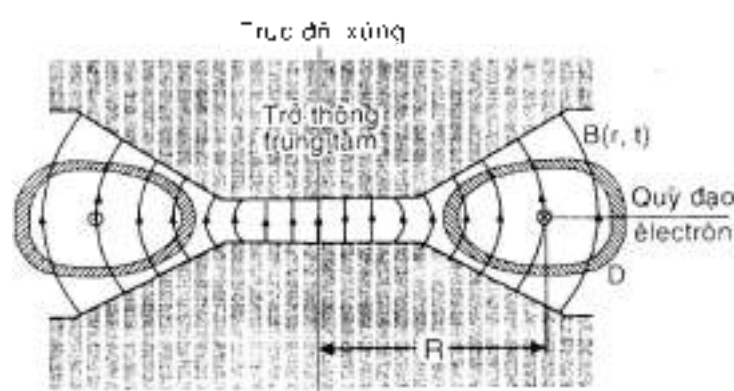
5) Chú ý. Trong trường hợp mạch đứng yên trong một từ trường biến thiên theo thời gian thì trường lực lạ làm các điện tích tự do dịch chuyển trong mạch (tạo ra dòng điện cảm ứng) chính là điện trường xoáy $\vec{E}$ (còn gọi là điện trường cảm ứng) do từ trường biến thiên tạo ra trong không gian xung quanh nó (sẽ trình bày chi tiết ở chương VII); điện trường xoáy này có cường độ phụ thuộc vào tốc độ biến thiên của từ trường theo thời gian (vào $\frac{\partial B}{\partial t}$), do đó độ lớn của suất điện động cảm ứng trong mạch (đo bằng lưu số của vectơ $\vec{E}$ theo mạch kín) xác định bởi đạo hàm $\frac{\partial B}{\partial t}$.

Như vậy, trong trường hợp tổng quát, khi một mạch kín

chuyển động trong từ trường biến thiên thì ta phải hiểu suất điện động xuất hiện trong mạch là do hai thành phần gộp lại: *điện trường xoáy* $\vec{E}$ do từ trường biến thiên gây ra, và *trường lực lạ* $\vec{E}'$ do lực từ trường tác dụng lên điện tích gây ra.

Cần chú ý rằng điện trường xoáy luôn luôn tồn tại trong không không gian có từ trường biến thiên, bất kể là trong khoảng không gian đó có vòng dây dẫn kín hay không, nghĩa là vòng dây dẫn chỉ giúp ta phát hiện ra sự có mặt của điện trường xoáy mà thôi (xem chi tiết ở chương VII).

Sự tồn tại trong chân không của một điện trường xoáy khi có từ trường biến thiên theo thời gian được ứng dụng trong *máy betatron*: đó là thiết bị dùng để gia tốc electron đến năng lượng cao (vận tốc của electron có thể đạt xấp xỉ bằng vận tốc ánh sáng). Trên hình 6.5 có vẽ tiết diện thẳng của một betatron theo mặt phẳng chứa trục đối xứng thẳng đứng. Từ trường thay đổi theo thời gian $\vec{B}(\vec{r}, t)$, được tạo ra bởi dòng điện xoay chiều chạy trong các cuộn dây cuốn quanh hai cực từ (không vẽ trên hình); từ trường biến thiên này có tác dụng tăng tốc electron, ngoài ra nó còn có nhiều công dụng: hướng cho electron đi theo quỹ đạo tròn; sinh ra điện trường xoáy để gia tốc electron trên quỹ đạo; giữ cho bán kính quỹ đạo electron về cơ bản không thay đổi trong quá trình gia tốc; phóng electron vào quỹ đạo ban đầu và lấy electron ra khỏi quỹ đạo khi nó đã đạt được năng lượng lớn nhất; và tạo nên lực kéo về khi electron có xu hướng lệch khỏi quỹ đạo theo phương bán kính và phương thẳng đứng. Các electron được phóng ra từ một nguồn phát xạ nhiệt electron và chuyển động trong ống hình xuyên D trong đó đã hút chân không (H.6.5).



Hình 6.5

§2. HIỆN TƯỢNG TỰ CẢM

1. Hiện tượng tự cảm. Độ tự cảm của mạch điện

a) *Hiện tượng tự cảm.* Hiện tượng cảm ứng điện từ xảy ra trong mọi trường hợp mà từ thông qua diện tích giới hạn bởi mạch biến đổi, và hoàn toàn không phụ thuộc vào nguyên nhân gây ra sự biến thiên từ thông đó. Nói riêng sự biến thiên từ thông này có thể là do chính bản thân dòng điện trong mạch kín đang khảo sát biến đổi theo thời gian gây ra; khi đó trong mạch kín xuất hiện *dòng điện cảm ứng*, mà người gọi là *dòng điện tự cảm*, và hiện tượng cảm ứng điện từ xảy ra khi đó được gọi là *hiện tượng tự cảm*. Một cách tổng quát *khi trong mạch kín có dòng điện biến đổi theo thời gian thì trong mạch sẽ xuất hiện hiện tượng tự cảm.*

b) *Độ tự cảm*

+ Hiện tượng tự cảm trong một mạch có quan hệ chặt chẽ với từ thông gửi qua diện tích của mạch đó. Theo định luật Biot - Savart cảm ứng từ tỉ lệ thuận với cường độ dòng điện I tạo ra từ trường, và, theo định nghĩa, từ thông Φ lại tỉ lệ thuận với cảm ứng từ B . Vì vậy ta có thể kết luận từ thông toàn phần Φ gửi qua mạch tỉ lệ thuận với cường độ dòng điện I trong mạch.

$$\Phi = LI \quad (6.6)$$

trong đó L là *hệ số tỉ lệ phụ thuộc hình dạng, kích thước của mạch và phụ thuộc tính chất của môi trường* (độ từ thẩm) bao quanh mạch. L được gọi là *độ tự cảm* hay *hệ số tự cảm của mạch*. Sự phụ thuộc tuyến tính của Φ vào I chi quan sát thấy trong trường hợp độ từ thẩm μ của môi trường không phụ thuộc cường độ từ trường H , tức là trong trường hợp không có vật sắt từ. Còn nếu có vật sắt từ, thì như ta đã biết, μ sẽ là một hàm số phức tạp có biến số I (thông qua H , xem chương V), và, bởi vì, $B = \mu\mu_0 H$, nên Φ sẽ phụ thuộc vào I một cách phức tạp. Mặc dù vậy, hệ thức (6.6) vẫn áp dụng được cho trường hợp vật sắt từ, khi đó độ tự cảm L sẽ là hàm của biến số I . Ngoài ra, khi cường độ dòng điện I trong mạch không thay đổi, thì từ thông toàn

phần ván có thể thay đổi do hình dạng và kích thước của mạch thay đổi. Nếu như mạch là cứng (không biến dạng) và ở gần nó không có vật sắt từ thì độ tự cảm L là một số không đổi.

Theo công thức (6.6), nếu đặt $\Phi = \Phi_0$ thì $L = \Phi_0 / I$. Vậy, độ tự cảm của mạch điện có số 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.

Trong hệ SI, đơn vị của độ tự cảm là henry, kí hiệu là H:

$$1\text{H} = 1 \frac{\text{Wb}}{\text{A}} = 1\text{Wb/A}.$$

Henry là độ tự cảm của một mạch kín khi dòng điện 1 Ampe chạy qua thì sinh ra trong chôn không một từ thông 1 Vêbe qua mạch đó. Thường người ta còn dùng các đơn vị ước của henry:

$$1\text{mH} = 10^{-3}\text{H}; \quad 1\mu = 10^{-6}\text{H}$$

+ Ta nhận thấy rằng, theo (6.6), nếu độ tự cảm L của mạch càng lớn thì độ biến thiên của từ thông của mạch điện càng lớn, do đó theo định luật Lenz và định luật cảm ứng điện từ, 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 lẽ đó ta có thể nói rằng: độ tự cảm của một mạch là số đo mức quán tính của mạch đối với sự biến đổi của cường độ dòng điện trong mạch đó.

+ Ta hãy tính độ tự cảm của một ống dây điện thẳng dài (xolênoit). Với ống dây khá dài so với bán kính của nó, từ trường bên trong ống dây là đều, có cảm ứng từ B bằng (chương IV):

$$B = \mu\mu_0 nI = \mu\mu_0 \frac{N}{l} I \quad (6.7)$$

với I là cường độ dòng điện chạy trong ống dây, $n = \frac{N}{l}$ là số vòng dây trên mỗi đơn vị chiều dài ống dây, μ là độ từ thẩm của vật liệu sắt từ làm lõi ống dây. Kí hiệu S là diện tích một vòng dây, từ thông gửi qua ca ống dây có N vòng là

$$\Phi = NBS = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l} I \quad (6.8)$$

Từ đó, theo (6.6), độ tự cảm của ống dây là

$$L = \frac{\Phi}{I} = \frac{\mu_0 N^2 S}{l} \quad (6.9)$$

Gọi $V = Sl$ là thể tích ống dây, ta có $L = \mu_0 \mu n^2 V$ (6.9a).

Ống dây có độ tự cảm L đáng kể được gọi là *ống dây tự cảm* (hay *cuộn tự cảm*, gọi tắt là *cuộn cảm*). Công thức (6.9) càng đúng nếu ống dây càng dài; còn nếu độ dài của ống dây không lớn lắm thì áp dụng công thức (6.9) ta phải đưa vào thừa số hiệu chỉnh.

c) Chú ý

Trong hệ đơn vị SI người ta dùng khái niệm độ tự cảm để thiết lập đơn vị đo hằng số từ μ_0 (độ từ thẩm của chân không). Ta có thể dùng công thức tính độ tự cảm L của một khung dây bất kì để làm công thức dẫn suất, như dùng công thức (6.9) chẳng hạn. Theo quy tắc tìm đơn vị dẫn xuất, ta viết biểu thức đối với μ_0 rồi sau đó thay tất cả các đại lượng bằng đơn vị đo chúng, ta sẽ được đơn vị đo μ_0 trong hệ SI:

$$\mu_0 = 1 \frac{H \cdot m}{m^2} = 1 \frac{H}{m}$$

Như vậy trong hệ đơn vị SI, đơn vị của μ_0 là henri trên mét, kí hiệu H/m.

2. Suất điện động tự cảm

Suất điện động tạo 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

$$\mathcal{E}_{tc} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (6.10)$$

trong đó Φ là từ thông do chính dòng điện trong mạch gửi qua diện tích của mạch. Thay vào đó: $\Phi = LI$, ta có biểu thức của suất điện động tự cảm $\mathcal{E}_{tc}$:

$$\mathcal{E}_{tc} = - \frac{d(LI)}{dt} \quad (6.11)$$

Bình thường mạch không thay đổi hình dạng và nếu trong nó không có vật sắt từ, thì độ tự cảm L của mạch không đổi $L = \text{const}$, và khi đó ta có

$$\mathcal{E}_t = -L \frac{dI}{dt} \quad (6.12)$$

Công thức (6.12) cho thấy, trong trường hợp mạch điện không thay đổi hình dạng và trong mạch không có vật sắt từ, thì suất điện động tự cảm luôn luôn trái dấu với tốc độ biến thiên của cường độ dòng điện trong mạch. Sở dĩ suất điện động tự cảm luôn luôn trái dấu với tốc độ biến thiên của cường độ dòng điện trong mạch, là 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.

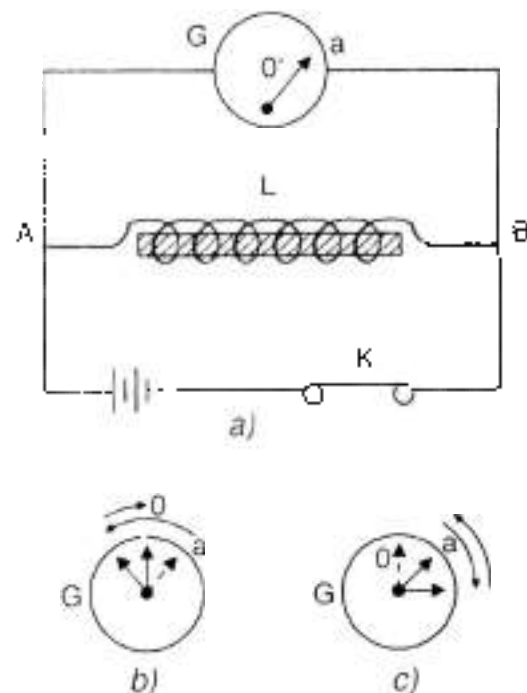
Nếu độ tự cảm của mạch $L \neq \text{const}$ (trong mạch có vật sắt từ chẳng hạn) thì suất điện động tự cảm có biểu thức

$$\mathcal{E}_t = - \frac{dLI}{dt} = - \left(L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} \right) = - \left(L + I \frac{dL}{dI} \right) \frac{dI}{dt} \quad (6.13)$$

3. Hiện tượng tự cảm khi đóng và ngắt mạch điện

Thí dụ minh họa cho hiện tượng tự cảm là hiện tượng xảy ra khi ngắt mạch và đóng mạch.

a) Trên hình 6.6a có vẽ sơ đồ thí nghiệm để quan sát hiện tượng tự cảm. ống dây L có lõi sắt (có hàng nghìn vòng dây) mắc nối tiếp với một nguồn điện (pin ác quy chẳng hạn) và một ngắt điện K . Một điện kế G được mắc song song với ống dây L . Giả sử ban đầu mạch được đóng kín, có một dòng điện qua điện kế và kim điện kế nằm ở vị trí a (hình 6.6a). Nếu bây giờ ta ngắt mạch (mở ngắt điện K) thì ta thấy kim điện kế quay, lệch về quá số không rồi một quay trở lại số không



Hình 6.6

trên mặt điện kế (Hình 6.6b). Sau đó ta lại đóng mạch điện (đóng ngắt điện K) thì ta thấy kim điện kế quay vượt lên quá vị trí ban đầu, rồi mới quay trở lại vị trí a (Hình 6.6c).

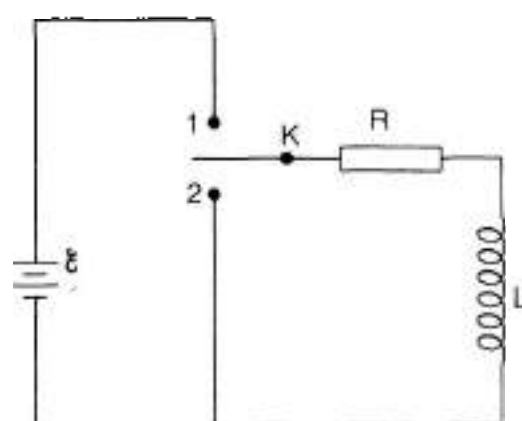
b) Ta giải thích hiện tượng thí nghiệm trên

- Khi ngắt mạch, nguồn điện ngừng cung cấp năng lượng để duy trì dòng điện trong mạch; do đó phần dòng điện qua điện kế G giảm ngay về không. Nhưng phần dòng điện qua ống dây thì, khi giảm về không, nó lại làm cho từ thông qua chính ống dây đó giảm đi. Kết quả là trong ống dây có xuất hiện một dòng điện cảm ứng cùng chiều với dòng điện đã qua ống dây để chống lại sự giảm đi của dòng điện này (theo định luật Lenz). Dòng điện cảm ứng đó chạy qua điện kế G theo chiều từ B sang A khi đó ống dây và điện kế tạo thành một mạch kín. Chính vì vậy mà kim điện kế G quay lệch quá số không vì dòng điện qua G bây giờ ngược chiều với dòng trước khi ngắt mạch, rồi mới trở lại đúng số không.

- Khi đóng mạch, các phần dòng điện qua điện kế và qua ống dây đều tăng lên từ giá trị không. Nhưng dòng điện qua ống dây đang tăng ấy lại tạo ra trong ống dây một dòng điện cảm ứng ngược chiều với nó (theo định luật Lenz). Dòng điện cảm ứng này một phần rẽ qua điện kế G theo chiều từ A sang B, và do đó nó làm cho kim điện kế G quay vượt quá vị trí a, rồi mới trở về đúng vị trí a.

c) Để khảo sát chi tiết hơn sự biến thiên của dòng điện trong mạch khi đóng và ngắt mạch ta xét mạch gồm điện trở R và cuộn cảm L (mạch RL) mắc theo sơ đồ như trên hình 6.7; $\mathcal{E}$ là nguồn điện có điện trở trong không đáng kể.

Khi khoá K nối vào điểm 1 (đóng mạch), cường độ dòng điện trong mạch tăng. Giả sử ở thời điểm t cường độ dòng điện là i, trong mạch, ngoài suất điện động $\mathcal{E}$ còn có suất điện động tự cảm



Hình 6.7

1. $\frac{di}{dt}$ (giả sử cuộn cảm không có lõi sắt từ), áp dụng định luật Ohm cho mạch kín ta có:

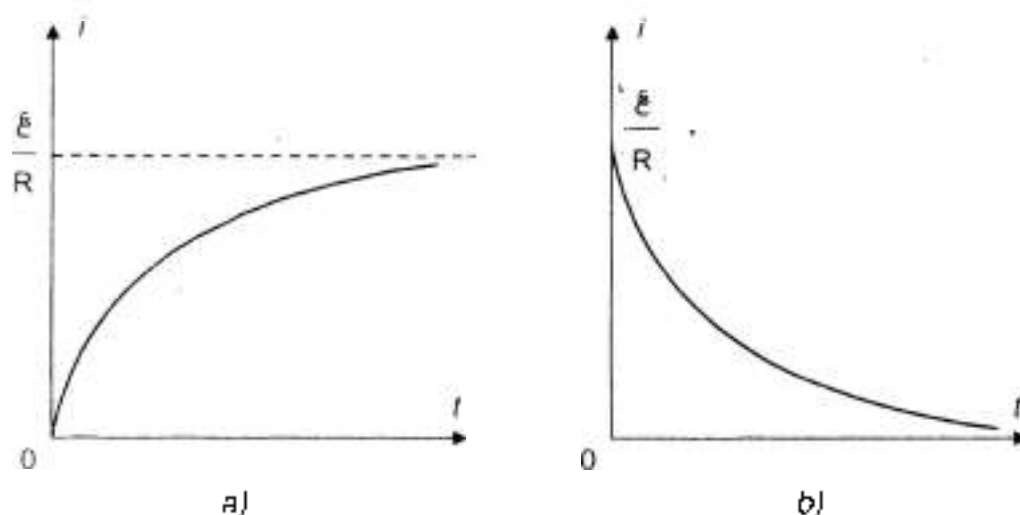
$$\mathcal{E} - L \frac{di}{dt} = Ri,$$

hay $iR + L \frac{di}{dt} = \mathcal{E}. \quad (6.14)$

Bởi vì ở thời điểm ban đầu ($t = 0$) $i = 0$, nên từ (6.14) ta được:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\frac{R}{L}t}).$$

Đại lượng $\tau = \frac{L}{R}$ có thứ nguyên thời gian, gọi là *hằng số thời gian tự cảm*. Trên hình 6.8a có vẽ đồ thị phụ thuộc thời gian của dòng điện khi đóng mạch. Sau khoảng thời gian $t = \tau$ dòng điện trong mạch tăng đến giá trị bằng $0,63 \frac{\mathcal{E}}{R}$.



Hình 6.8

Sau khi dòng điện trong mạch đã đạt giá trị ổn định $I = \frac{\mathcal{E}}{R}$ ta cho khoá K nối vào điểm 2 (ngắt mạch). Ở thời điểm t , cường độ dòng điện i chạy trong mạch thoả mãn phương trình:

$$iR + L \frac{di}{dt} = 0 \quad (6.16)$$

Bởi vì ở thời điểm ban đầu ($t = 0$), $i = I = \frac{\mathcal{E}}{R}$, nên từ (6.16) ta thu được:

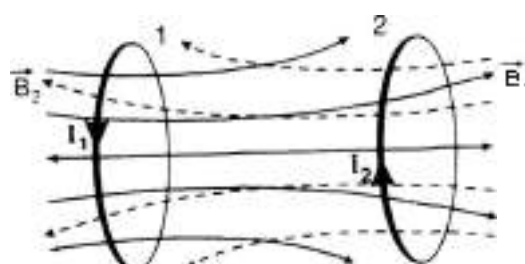
$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{R}{L}t} \quad (\text{xem hình 6.8b}) \quad (6.17)$$

Sau thời gian $t = \tau = \frac{R}{L}$, dòng điện trong mạch chỉ còn bằng $0,37 \frac{\mathcal{E}}{R}$.

§3. HỖ CẢM

1) Hiện tượng hồ cảm

Đặt hai vòng dây dẫn kín (1) và (2) (mạch điện kín) cạnh nhau, trong đó có các dòng điện I_1 và I_2 chạy qua (Hình 6.9). Nếu cường độ dòng điện I_1 và I_2 biến thiên, thì từ thông do mỗi vòng dây tạo ra và gửi qua diện tích của vòng kia sẽ thay đổi theo. Theo định luật cảm ứng điện từ, trong cả hai vòng dây đó đều có xuất hiện dòng điện cảm ứng. Hiện tượng này được gọi là *hiện tượng hồ cảm* và các dòng điện cảm ứng xuất hiện khi đó được gọi là *các dòng điện hồ cảm*. Hai vòng dây dẫn nói trên còn được gọi là *mạch liên kết điện từ* (gọi tắt là *mạch liên kết*).



Hình 6.9

2) Suất điện động hồ cảm. Hệ số hồ cảm

Từ thông Φ_{12} do dòng điện I_1 của vòng dây 1 tạo ra và gửi qua diện tích của vòng dây 2, tỉ lệ thuận với I_1 :

$$\Phi_{12} = M_{12}I_1 \quad (6.18)$$

trong đó hệ số M_{12} được gọi là *hệ số hỗ cảm* (hay *độ hỗ cảm*) của vòng dây 1 đối với vòng dây 2. Một cách tương tự từ thông Φ_{21} , do dòng điện I_2 của vòng dây 2 tạo ra và gửi qua diện tích của vòng dây 1, tỉ lệ thuận với I_2 :

$$\Phi_{21} = M_{21}I_2, \quad (6.9)$$

trong đó hệ số tỉ lệ M_{21} được gọi là *hệ số hỗ cảm của vòng dây 2 đối với vòng dây 1*.

Người ta đã chứng minh được rằng nếu không có vật sắt từ ta luôn có $M_{21} = M_{12} = M$ (6.20). Hệ số hỗ cảm được phụ thuộc vào hình dạng, kích thước, vị trí tương đối của các mạch điện và vào môi trường bao quanh mạch điện.

Theo định luật cảm ứng điện từ, suất điện động hỗ cảm xuất hiện trong mạch (2) và mạch (1) là:

$$\mathcal{E}_{hcz} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt}, \quad (6.21)$$

$$\mathcal{E}_{hc1} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M \frac{dI_2}{dt}, \quad (6.22)$$

So sánh các công thức (6.21), (6.22) với công thức (6.12) ta thấy rằng hệ số hỗ cảm M cũng có thứ nguyên như hệ số tự cảm L , và do đó, trong hệ đơn vị SI đơn vị hệ số hỗ cảm là henry (H).

3) Cần lưu ý rằng, khi các dòng điện I_1 và I_2 biến thiên, ngoài hiện tượng hỗ cảm mà ta xét ở đây, trong bản thân từng mạch còn có hiện tượng tự cảm như đã xét ở trên. Do đó xuất hiện dòng cảm ứng trong mỗi mạch sẽ bao gồm suất điện động tự cảm và suất điện động hỗ cảm:

$$\mathcal{E}_{c1} = -L_1 \frac{dI_1}{dt} - M \frac{dI_2}{dt}, \quad (6.23)$$

$$\mathcal{E}_{c2} = -L_2 \frac{dI_2}{dt} - M \frac{dI_1}{dt}, \quad (6.24)$$

trong đó L_1 , L_2 tương ứng là độ tự cảm của mạch 1 và mạch 2.

4) Ta xét một thí dụ tính hệ số hỗ cảm của hai cuộn dây quấn trên một lõi chung hình xuyên bằng sắt (Hình 6.10a). Các đường cảm ứng từ tập trung bên trong lõi, vì vậy có thể xem rằng, từ trường tạo

nên bất kì cuộn nào cũng sẽ có cường độ như nhau tại mọi điểm bên trong lõi. Nếu cuộn dây 1 có N_1 vòng và mang dòng điện I_1 , thì theo định lí về lưu số vectơ cường độ từ trường, ta có: $HI = N_1 I_1$

$$\text{hay} \quad H = \frac{N_1 I_1}{l} \quad (6.25)$$

(l là chiều dài của lõi)

Từ thông gửi qua tiết diện ngang S của lõi là:

$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$, và, do đó, từ thông toàn phần gửi qua cuộn dây 2 bằng (chú ý đến (6.25)):

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{l} I_1$$

Thay biểu thức này vào (6.18) ta tìm được hệ số hồ cảm M_{12} :

$$M_{12} = \frac{\Phi_{12}}{I_1} = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{l} \quad (6.26)$$

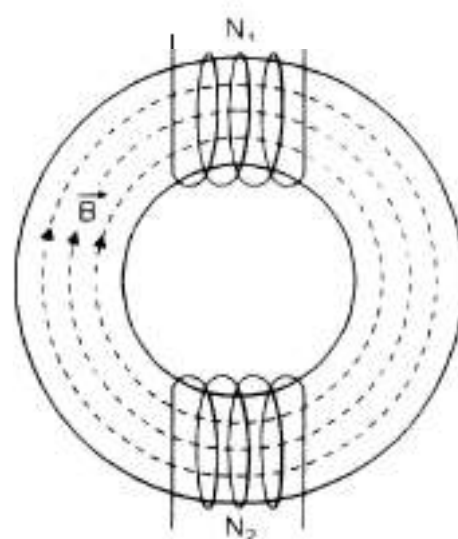
Tương tự, ta tính được từ thông của từ trường tạo ra bởi cuộn 2 gửi qua cuộn 1.

$$H_2 = \frac{N_2 I_2}{l}, \quad \Phi_{21} = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{l} I_2$$

và, do đó, hệ số hồ cảm M_{21} là:

$$M_{21} = \frac{\Phi_{21}}{I_2} = \frac{\mu_0 \mu N_1 N_2 S}{l} \quad (6.27)$$

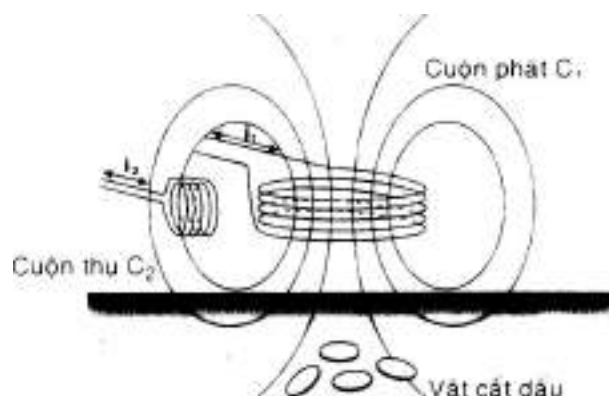
Ta thấy (6.26) và (6.27) có cùng dạng. Tuy vậy, trong trường hợp này vì có vật sắt từ ta không thể khẳng định rằng: $M_{12} = M_{21}$. Thực vậy thừa số μ (độ từ thẩm của sắt) trong các biểu thức đó phụ thuộc vào cường độ từ trường H . Nếu $N_1 \neq N_2$ thì cùng một dòng điện lần lượt chạy qua cuộn này rồi qua cuộn kia sẽ tạo nên trong lõi hai cường độ từ trường có độ lớn khác nhau, và, một cách tương ứng, độ từ thẩm μ trong hai trường hợp trên sẽ khác nhau (ở công thức (6.26) thay cho μ phải ghi μ_1 ; còn ở công thức (6.27) thay cho μ là μ_2).



Hình 6.10a

với $\mu < \mu_1$). Thanh thứ hai $I_2 = I$ thì các giá trị hằng số của M_{12} và M_{21} không trùng nhau. Còn trong trường hợp không làm bằng chất sắt từ thì ta có $M_{12} = M_{21}$, như đã nói ở trên.

5) Hiện tượng hồ cảm được ứng dụng trong nhiều bộ phận của các thiết bị và dụng cụ điện tử khác nhau. Ta xét một ứng dụng thực tế là dụng cụ dùng để dò tìm các vật bằng kim loại bị thất lạc, hoặc cất giấu tại một chỗ nào đó (gọi là *máy dò kim loại*). Cấu tạo cơ bản của máy này gồm có hai cuộn dây đặt vuông góc với nhau, cuộn C_1 (cuộn phát) và cuộn C_2 (cuộn thu) (Hình 6.10b). Khi cho dòng điện xoay chiều i_1 chạy qua cuộn C_1 thì từ trường của C_1 không cảm ứng dòng điện trên C_2 . Nhưng khi đó nếu có một vật bằng kim loại bị vùi hoặc cất giấu ở gần máy thì từ trường này cảm ứng một dòng điện biến thiên trên vật đó; từ trường của dòng điện này lại cảm ứng dòng điện i_2 trong cuộn dây C_2 , nhờ đó máy phát hiện cho ta sự có mặt của vật cần tìm.



Hình 6.10b

§4. MỘT SỐ ỨNG DỤNG CỦA HIỆN TƯỢNG CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

1. TỬ THÔNG KẾ

Tử thông kế là một dụng cụ dùng để đo cảm ứng từ B của từ trường.

Để hiểu rõ nguyên tắc hoạt động của tử thông kế ta hãy tính điện tích q dịch chuyển trong một mạch kín khi từ thông Φ qua mạch

đó giảm xuống đến không

Khi từ thông qua mạch kín biến thiên thì trong mạch xuất hiện dòng điện cảm ứng, tính bằng công thức.

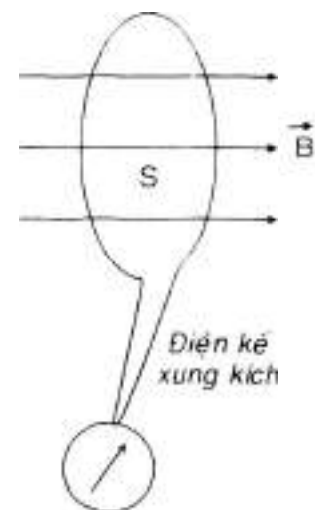
$$I = \frac{E_c}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt}$$

trong đó R là điện trở toàn phần của mạch. Khi từ thông Φ giảm đến không, độ lớn của điện tích dịch chuyển trong mạch bằng

$$q = \int I dt = \int_0^{\infty} -\frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dt} dt = -\frac{1}{R} \int_0^{\infty} d\Phi$$

$$q = \frac{\Phi}{R}; \quad (6.28)$$

Công thức (6.28) là cơ sở để chế tạo ra từ thông kế. Đó là một dụng cụ đo gồm một số vòng dây dẫn phẳng được nối với điện kế xung (kích) (Hình 6.11). (Điện kế xung là loại điện kế có khung quay đo cường độ dòng điện bằng cách đo điện lượng q đi qua điện kế khi có dòng điện chạy trong thời gian ngắn (dòng điện xung); góc quay của khung tỉ lệ với điện lượng $q = It$, trong đó t là thời gian kéo dài của xung).



Hình 6.11

Để đo giá trị của cảm ứng từ $\vec{B}$ tại các điểm khác nhau trong một từ trường không đều thì kích thước cuộn dây phải nhỏ. Khi đo từ trường thì ta định hướng cuộn dây sao cho vectơ $\vec{B}$ vuông góc với mặt các vòng dây. Khi đó từ thông qua cuộn dây bằng $\Phi = BS_N$, trong đó S là diện tích một vòng dây, còn N là số vòng dây. Sau đó ta làm cho từ thông Φ giảm nhanh xuống không. Điều này có thể thực hiện được bằng nhiều cách khác nhau như đưa nhanh cuộn dây ra khỏi miền có từ trường, quay cuộn dây một góc 90° . Dựa theo (6.28) ta tính được

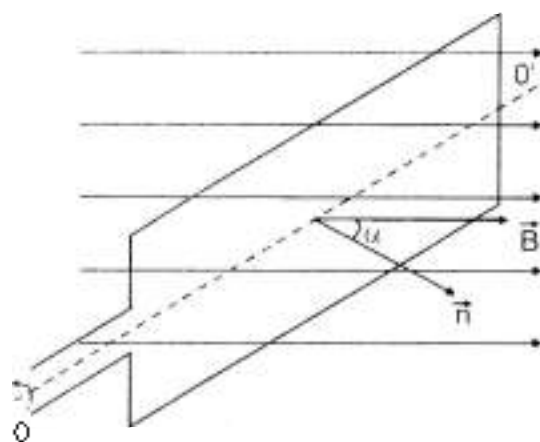
lượng điện tích q qua điện kế xung:

$$q = \frac{\Phi}{R} = \frac{SN}{R} B = aB, \quad (6.29)$$

trong đó $a = \frac{SN}{R}$ là hằng số của dụng cụ mà ta đã biết. Nhờ điện kế xung ta đo được điện tích q . Theo (6.29) biết q và a ta xác định được B .

2. Nguyên tắc của máy phát điện dựa trên hiện tượng cảm ứng

Ta hãy khảo sát suất điện động cảm ứng xuất hiện trong một khung dây dẫn quay đều với vận tốc góc ω xung quanh trục OO' trong một từ trường đều $\vec{B}$ (Hình 6.12). Giả sử ở thời điểm ban đầu ($t = 0$) các đường cảm ứng từ vuông góc với mặt phẳng khung và cùng chiều với vectơ pháp tuyến dương $\vec{n}$ của mặt khung. Khi đó $\Phi_0 = BS > 0$. Đến thời điểm t khung quay được một góc α



Hình 6.12

tà là góc giữa $\vec{n}$ và $\vec{B}$: $\alpha = \omega t$; khi đó từ thông qua khung dây là $\Phi = BS \cos \alpha = BS \cos \omega t$ (6.30). Suất điện động cảm ứng xuất hiện trong khung sẽ là

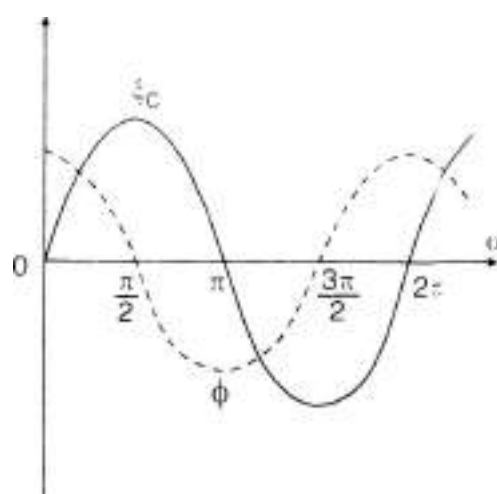
$$\mathcal{E}_c = \frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t, \quad (6.31)$$

$$\text{hay} \quad \mathcal{E}_c = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (6.31a)$$

với $\mathcal{E}_0 = \omega \Phi_0$ là giá trị cực đại của $\mathcal{E}_c$.

Ta thấy $\mathcal{E}_c$ biến thiên theo quy luật hình sin. $\mathcal{E}_c$ đạt tới cực đại tại những vị trí ứng với góc $\varphi = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$, trong đó k là số nguyên, nghĩa là lại những vị trí mà từ thông $\Phi = 0$. Chú ý rằng khi đó tốc độ biến thiên của từ thông Φ là cực đại nên đã tạo ra $\mathcal{E}_c$ có giá trị cực đại. Giá trị của $\mathcal{E}_c$ bằng không tại những vị trí ứng với góc $\varphi = k\pi$,

nghĩa là tại những vị trí mà từ thông Φ cực đại. Tại những vị trí này tốc độ biến thiên của từ thông là bằng không. Suất điện động $\mathcal{E}_c$ có giá trị dương khi α nằm trong khoảng $0 < \alpha < \pi$. Điều này có nghĩa là trong nửa vòng quay thứ nhất dòng điện thuận theo chiều dương của khung (theo quy ước chiều đã nói ở §1) và tạo ra một từ trường cùng chiều với pháp tuyến $\vec{n}$. Suất điện động $\mathcal{E}_c$ có giá trị âm nếu α nằm trong khoảng $\pi < \alpha < 2\pi$. Điều



Hình 6.13

đó có nghĩa là trong nửa vòng quay thứ hai chiều dòng điện ngược với chiều dương của khung và tạo ra một từ trường ngược với hướng pháp tuyến dương $\vec{n}$. Kết quả là trong một vòng quay suất điện động đổi dấu hai lần. Sang vòng quay thứ hai, thứ ba... suất điện động $\mathcal{E}_c$ sẽ lặp lại sự biến thiên như ở vòng thứ nhất. Trên hình 6.13 có vẽ đồ thị biểu diễn sự biến thiên của $\mathcal{E}_c$ và Φ (đường nét đứt) theo góc quay α .

Để sử dụng nguồn suất điện động cảm ứng xuất hiện trong khung dây dẫn người ta dùng bộ gộp gồm hai chổi quét (nối với mạch ngoài) tựa trên hai vòng khuyên (gắn với khung dây). Khi đó ở mạch ngoài ta có dòng điện xoay chiều có biểu thức $I = I_0 \sin(\omega t + \varphi)$, với φ là hằng số. Dòng điện này có tần số $f = \frac{\omega}{2\pi}$ và biến thiên theo quy luật hình sin.

§5. DÒNG ĐIỆN FOUCAULT. HIỆU ỨNG BỀ MẶT

1. Dòng điện Foucault

a) Thực nghiệm chứng tỏ rằng dòng điện cảm ứng cũng xuất hiện trong các khối kim loại (hoặc khối vật dẫn nói chung) khi những khối này chuyển động trong một từ trường, hoặc chúng được đặt trong một từ trường biến thiên theo thời gian. Những dòng điện cảm

ung đó được gọi là *dòng điện Foucault* (do nhà vật lý Foucault người Pháp phát hiện).

Vì khối vật dẫn thường có điện trở nhỏ nên cường độ của các dòng điện Foucault I_F 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, cho nên, nếu vật dẫn được đặt trong một từ trường biến thiên càng nhanh (do dòng điện có tần số lớn (dòng cao tần) tạo ra), hoặc nếu vật chuyển động nhanh trong từ trường, thì cường độ của các dòng Foucault càng mạnh.

b. Có nhiều thí nghiệm phát hiện sự có mặt của dòng Foucault.

Chẳng hạn, cho một bánh xe kim loại, có dạng một đĩa tròn, quay quanh trục của nó trước một nam châm điện. Khi chưa có dòng điện chạy vào nam châm (chưa có từ trường) bánh xe quay bình thường. Nhưng khi cho dòng điện chạy vào nam châm điện, bánh xe quay chậm lại và bị hãm dừng lại.

Hoặc, cho một con lắc, gồm một tấm kim loại nhỏ gắn vào thanh treo, dao động giữa hai cực của một nam châm điện. Khi ngắt mạch điện của nam châm điện người ta thấy con lắc dao động tắt dần rất yếu; nhưng khi đóng mạch điện của nam châm điện thì dao động của con lắc gần như bị tắt tức thời và nó bị hãm giống như khi nó dao động trong môi trường nhớt.

Kết quả của các thí nghiệm trên được *giải thích* như sau. Khi bánh xe và con lắc chuyển động trong từ trường thì trong thể tích của chúng có xuất hiện những dòng điện cảm ứng – dòng điện Foucault. Theo định luật Lenz những dòng điện cảm ứng này luôn có tác dụng chống lại sự chuyển dời (gây ra sự biến thiên của từ thông), vì vậy khi bánh xe và con lắc chuyển động trong từ trường, trên bánh xe và trên con lắc xuất hiện những lực từ có tác dụng cản trở chuyển động của chúng, những lực từ này được gọi là *lực hãm điện từ*.

c. Dòng điện Foucault có nhiều ứng dụng thực tế.

Tác dụng hãm các vật chuyển động trong từ trường của dòng

dòng Foucault được ứng dụng rộng rãi trong nhiều dụng cụ đo điện từ, như các máy đếm điện năng, các máy đo vận tốc, các bộ phận hãm dao động trong các máy đo, trong các máy phanh điện từ của những ô tô vận tải cỡ lớn.

Dòng điện Foucault cũng gây ra *hiệu ứng tỏa nhiệt Joule*. Tính chất này được ứng dụng trong các *lò cảm ứng* để nấu chảy kim loại và sản xuất hợp kim trong chân không (nhờ đó hợp kim tránh được tác dụng ôxi hoá của không khí).

d) Tuy nhiên, trong nhiều trường hợp dòng điện Foucault gây ra tác hại và làm hao phí năng lượng do sự đốt nóng của nó. Chẳng hạn, trong các máy biến thế điện, động cơ điện, máy phát điện... lõi sắt của chúng chịu tác dụng của từ trường biến đổi nên bị nóng lên do tác dụng của dòng điện Foucault; kết quả là có một phần năng lượng hao phí vô ích và hiệu suất của các thiết bị đó giảm đi.

Để làm giảm tác dụng có hại này, người ta không để nguyên cả khối kim loại đúc thành lõi, mà dùng nhiều lá kim loại mỏng sơn cách điện ghép lại với nhau. Mỗi lá này có bề dày nhỏ và do đó có điện trở lớn. Như vậy các dòng Foucault chỉ xuất hiện trong phạm vi từng lá, và hơn nữa, cường độ của các dòng Foucault chạy trong các lá đó giảm đi nhiều so với cường độ dòng Foucault chạy trong cả khối kim loại. Kết quả là phần điện năng bị hao phí giảm đi nhiều.

2. Hiệu ứng bề mặt

a) Hiện tượng từ cảm không những xảy ra trong một mạch điện, như đã xét ở §2, mà còn xảy ra ngay trong lòng một dây dẫn có dòng điện biến đổi chạy qua.

Thí nghiệm chứng tỏ: khi dòng điện biến thiên nhanh (cao tần số lớn) chạy qua một dây dẫn thì do hiện tượng từ cảm, dòng điện đó *hầu như không chạy ở trong lòng dây dẫn mà chủ yếu chạy ở mặt ngoài của nó*. Hiệu ứng đó được gọi là *hiệu ứng bề mặt* (skin effect). Ta giải thích hiệu ứng đó.

Giả sử dòng điện (cao tần) đang đi từ dưới lên trên (Hình 6-14). Dòng điện đó sinh ra trong lòng dây dẫn một từ trường với các đường cảm ứng từ H có chiều như hình vẽ. Vì dòng điện đang biến

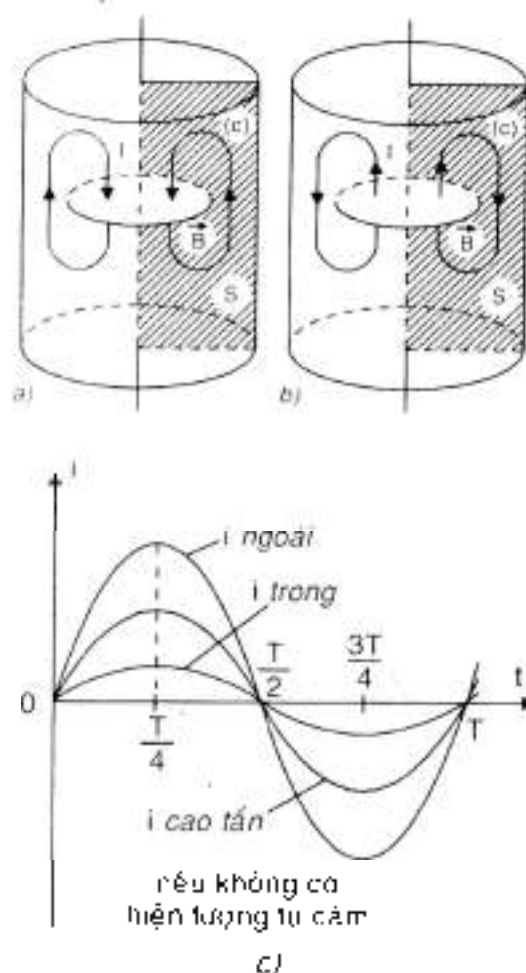
đổi, nên từ trường do nó sinh ra cũng biến đổi theo. Do đó nếu xét một tiết diện S bất kì chứa trục đối xứng của dây (như tiết diện có gạch chéo trên hình) thì từ thông gởi qua tiết diện ấy thay đổi. Kết quả trong tiết diện ấy xuất hiện những dòng điện tự cảm khép kín như dòng điện (C) trên hình vẽ.

Trong $1/4$ chu kỳ đầu, giá trị cường độ dòng điện cao tần I đang tăng (Hình 6-8a). Từ thông Φ_m do dòng điện đó gởi qua tiết diện S , từ ngoài vào trong, cũng tăng. Theo định luật Lenz, 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 đinh ốc, 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 vớt hơn tức là có giá trị cực đại nhỏ, xem hình 6.14c).

Tiếp đến $1/4$ chu kỳ sau, cường độ dòng điện cao tần I giảm xuống H. 6-8b). 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 (nghĩa là có giá trị nhỏ, xem hình 6.14c).

Tần số dòng điện càng lớn tức dòng điện biến đổi càng nhanh, tác dụng của các dòng điện tự cảm trong dây càng mạnh, phần dòng điện trong ruột của dây càng giảm. Khi tần số của dòng



Hình 6.14

điện khá lớn, 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 $f = 1000$ héc, dòng điện chỉ chạy ở một lớp bề dày 2mm của dây dẫn; còn với tần số $f = 100.000$ Hz dòng điện chỉ chạy ở một lớp bề mặt dày 0,2mm. Vì lí do đó, khi dùng dòng điện cao tần, người ta làm các dây dẫn rỗng để tiết kiệm vật liệu kim loại.

b) 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 sôi, và như vậy ta được một lớp mặt ngoài cứng còn bên trong chi tiết vẫn dẻo.

§6. NĂNG LƯỢNG TỪ TRƯỜNG.

1. Năng lượng từ trường của ống dây mang dòng điện

a) Khi có dòng điện không đổi chạy trong mạch điện thì toàn bộ công suất do nguồn điện phát ra sẽ chuyển thành nhiệt Joule. Với các dòng điện biến thiên thì hiện tượng sẽ không như thế. Như ta đã thấy ở §2, khi cường độ dòng điện tăng thì trong mạch xuất hiện một suất điện động tự cảm ngược chiều với suất điện động đã gây ra dòng điện trong mạch, kết quả là cường độ dòng điện trong mạch sẽ giảm đi. Do đó chỉ có một phần công thực hiện bởi suất điện động ngoài là chuyển hoá thành nhiệt Joule. Ngược lại, khi cường độ dòng điện

giảm thì trong mạch sẽ xuất hiện một suất điện động tự cảm cùng chiều với suất điện động ngoài; dòng điện tự cảm cùng chiều với dòng điện đang giảm sẽ làm thoát ra một lượng nhiệt Joule ngoài nhiệt do suất điện động ngoài cung cấp. Theo định luật bảo toàn năng lượng, phần công thừa tiêu thụ trong khi tăng dòng điện chỉ có thể chuyển thành một dạng năng lượng nào đó, mà, sau đó, khi dòng điện giảm thì phần năng lượng này lại thoát ra ở trong mạch dưới dạng nhiệt Joule. Bởi vì khi tăng dòng điện thì cường độ từ trường do nó tạo ra cũng tăng lên, và, ngược lại, khi dòng điện giảm thì từ trường này cũng giảm, cho nên, rõ ràng là phần năng lượng này là năng lượng của từ trường.

b) Để tính được năng lượng từ trường, ta trở lại hiện tượng tự cảm ở hình vẽ 6.6. Ban đầu giả sử trong ống dây L có dòng điện I , dòng điện này tạo ra từ trường trong ống dây. Nếu ta ngắt mạch (như cái ngắt điện K) thì sẽ có dòng điện tự cảm i phóng qua điện kế G . Công thực hiện bởi dòng điện tự cảm này trong suốt thời gian từ t_1 đến t_2 bằng

$$dA = \mathcal{E}_c i dt = - \frac{d\Phi}{dt} i dt = -i d\Phi. \quad (6.32)$$

Nếu độ tự cảm L của ống dây không phụ thuộc i (nghĩa là $L = \text{const}$, giả sử ống dây không có lõi sắt) thì, theo (6.6) $d\Phi = L di$, và công thức (6.32) có dạng

$$dA = -L i di \quad (6.33)$$

Lấy tích phân biểu thức (6.33) trong giới hạn từ giá trị ban đầu I của dòng điện tới giá trị $i = 0$ ta tìm được công thức tính công của dòng điện tự cảm thực hiện trong mạch trong suốt thời gian dòng điện giảm đến không, tức là trong suốt thời gian từ trường của ống dây giảm xuống không:

$$A = - \int_I^0 L i di = \frac{LI^2}{2} \quad (6.34)$$

Như vậy ta có thể kết luận là: một ống dây có độ tự cảm L (hoặc, nói chung, một vật dẫn có độ tự cảm L) trong đó có dòng điện I sẽ có năng lượng (từ)

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (6.35)$$

Năng lượng của ống dây chính là năng lượng từ trường của ống dây

Ta cũng có thể tìm được biểu thức cho năng lượng của cuộn cảm (ống dây) mang dòng điện nếu xét lúc đóng mạch (xem sơ đồ hình 6.7). ở thời điểm t dòng điện trong mạch là i . Trong khoảng thời gian dt , theo (6.14), công của nguồn điện thực hiện là

$$\varepsilon i dt = Ri^2 dt + Li di \quad (6.36)$$

Một phần công đó, $Ri^2 dt$, chuyển thành nội năng (nhiệt) ở điện trở R ; phần còn lại ($Li di$) cung cấp cho cuộn cảm (là công phải thực hiện để chống lại suất điện động tự cảm). Do đó năng lượng (từ) của cuộn cảm không có lời sai từ khi dòng điện trong nó đạt giá trị bằng I là:

$$W = \int_0^I Li di = \frac{LI^2}{2}, \quad (6.37)$$

trùng với biểu thức (6.35)

2. Dạng tổng quát của năng lượng từ trường

Ở trên ta đã tính được năng lượng từ trường do dòng điện chạy trong ống dây (vật dẫn) sinh ra. Bởi vì một dòng điện luôn luôn được bao quanh bởi từ trường do nó tạo ra, cho nên một câu hỏi được đặt ra phải trả lời là: "Năng lượng từ trường định xử ở đâu? Ở trong vật dẫn là nơi có các điện tích chuyển động, hay ở trong từ trường nghĩa là ở trong khoảng không gian bao quanh dòng điện?".

Trong tĩnh điện học (chương I) khi xét đến năng lượng điện trường ta cũng đã phải đặt ra và giải quyết những câu hỏi tương tự, và ta đã thấy rằng năng lượng điện trường được định xử trong khoảng không gian có điện trường.

Lí thuyết và thực nghiệm chứng tỏ rằng năng lượng từ trường cũng được phân bố trong khoảng không gian có từ trường, nghĩa là định xử trong từ trường. Để làm sáng tỏ vấn đề này ta hãy viết biểu thức của năng lượng từ trường của ống dây, mà ta vừa tìm được ở trên (công thức 6.35) theo các thông số đặc trưng cho bản thân từ trường.

Ta đã biết độ tự cảm L của ống dây được tính theo công thức

$$L = \mu\mu_0 n^2 V$$

trong đó V là thể tích bên trong ống dây. Ta cũng đã biết từ trường trong ống dây là từ trường đều và có cường độ $H = nI$; từ đó $I = \frac{H}{n}$.

Từ đó ta tìm được

$$W_m = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} V \quad (6.38)$$

Bởi vì có thể xem như từ trường do ống dây tạo ra chỉ tập trung bên trong ống dây, nghĩa là trong thể tích V , cho nên công thức (6.38) cho ta thấy rằng: toàn bộ năng lượng từ trường W_m phân bố đều trong thể tích V . Nói cách khác, năng lượng từ trường định xứ trong khoảng không gian có từ trường khác không với mật độ năng lượng

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} \quad (6.39)$$

Biết $B = \mu\mu_0 H$ (công thức (5.8)), ta có thể viết công thức tính mật độ năng lượng từ trường dưới dạng:

$$w_m = \frac{BH}{2} = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} \quad (6.40)$$

Ta thấy mật độ năng lượng từ trường hiệu diễn bằng công thức (6.39) có dạng tương tự như công thức (1.110) biểu diễn mật độ năng lượng điện trường.

Nếu từ trường đều thì công thức (6.39) và (6.40) biểu diễn mật độ năng lượng tại một điểm trong từ trường, tại đó cảm ứng từ bằng B và cường độ từ trường bằng H . Xét một thể tích dV đủ nhỏ để có thể coi trung tâm vi độ từ trường là đều, khi đó năng lượng từ trường dW_m trong thể tích dV bằng $w_m dV$.

Năng lượng từ trường định xứ trong cả thể tích V sẽ bằng

$$W_m = \int_V dW_m = \int_V w_m dV = \int_V \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} dV = \int_V \frac{BH}{2} dV, \quad (6.41)$$

trong đó phép tích phân lấy trong thể tích V mà ta cần tính năng lượng

3. Năng lượng từ trường của hệ hai mạch điện kín mang dòng điện

Để tìm biểu thức tính năng lượng từ trường của hai mạch điện kín đặt cạnh nhau (mạch liên kết), có độ tự cảm L_1, L_2 (không có lõi sắt từ) mang dòng điện I_1, I_2 tương ứng, ta tính công phải thực hiện để tạo ra trong hai mạch các dòng điện đó.

Giả sử ban đầu cường độ dòng điện trong cả hai mạch đó đều bằng không. Muốn tạo ra dòng điện I_1 trong mạch L_1 nguồn điện trong mạch này cần phải thực hiện công chống lại suất điện động tự cảm; (theo 6.37) công này bằng:

$$A_1 = \frac{L_1 I_1^2}{2}$$

Bây giờ ta giữ cho cường độ dòng điện I_1 không đổi và cho dòng điện trong mạch L_2 tăng từ 0 đến I_2 ; khi đó, tương tự như trên, nguồn điện mắc trong mạch L_2 phải thực hiện công:

$$A_2 = \frac{L_2 I_2^2}{2}$$

Nhưng vì có hiện tượng hỗ cảm nên khi dòng điện trong mạch L_2 biến thiên từ 0 đến I_2 thì trong mạch L_1 xuất hiện suất điện động cảm ứng (hỗ cảm) $e_{hc} = -M_{21} \frac{dI_2}{dt}$. Vì vậy muốn cho dòng điện I_1 trong mạch L_1 không thay đổi thì nguồn điện trong mạch này phải thực hiện công:

$$A_{21} = \int_0^t -e_{hc} I_1 dt = I_1 \int_0^{I_2} M_{21} dI_2 = M_{21} I_1 I_2.$$

Cần chú ý rằng công này có thể có giá trị dương hoặc âm tùy theo từ thông do mạch L_2 gửi qua L_1 là dương hay âm, nghĩa là tùy thuộc vào chiều của dòng điện I_1 và I_2 trong mạch L_1 và L_2 (xem quy ước về dấu của từ thông ở §1). Thành ra công toàn phần mà các nguồn điện phải thực hiện để tạo ra được các dòng điện I_1 và I_2 trong hai mạch L_1 và L_2 sẽ là:

$$A = A_1 + A_2 + A_{21} = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} \pm M_{21} I_1 I_2. \quad (6.42)$$

Giả sử bây giờ dòng I_1 lại được thiết lập trước sau đó mới thiết lập dòng I_2 , thì, lập luận tương tự như trên, ta thu được biểu thức của công toàn phần là:

$$A = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} + M_{12} I_1 I_2. \quad (6.34)$$

Vì công toàn phần không phụ thuộc vào thứ tự thiết lập các dòng điện I_1, I_2 trong hai mạch L_1, L_2 , nên ta có $A = A$, từ đó suy ra $M_{12} = M_{21} = M$, đúng như đã nêu ở §3 (trường hợp không có vật sắt từ).

Như vậy năng lượng từ trường của hệ hai mạch điện kín mang dòng điện là:

$$W = A = \frac{L_1 I_1^2}{2} + \frac{L_2 I_2^2}{2} + M_{12} I_1 I_2. \quad (6.44)$$

Đối với hệ gồm N mạch điện kín liên kết (không có vật sắt từ) ta có

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k} L_{ik} I_i I_k,$$

trong đó $L_{ik} = L_{ki} = M_{ik}$ là độ hồ cảm của mạch thứ i và mạch thứ k , và $L_{ii} = L_i$ là độ tự cảm của mạch thứ i (chú ý rằng độ hồ cảm M_{ik} có thể có dấu dương hoặc âm tùy theo chiều các dòng điện I_i và I_k).

4. Công trong quá trình từ hoá tuần hoàn vật sắt từ

Trong các sơ đồ thí nghiệm (như trên sơ đồ ở hình 6.6) và trong nhiều thiết bị điện, ống dây thường được quấn quanh một lõi sắt từ (lõi sắt non chẳng hạn). Khi dòng điện chạy qua ống dây, lõi được từ hoá. Nếu trong ống dây có dòng điện xoay chiều biến thiên tuần hoàn (có biểu thức như ở §4) thì quá trình từ hoá lõi sắt từ xảy ra một cách tuần hoàn theo chu trình như trên hình 6.15. (xem chương VI). Ta tính công trong quá trình đó. Do sự biến thiên của dòng điện trong ống dây nên nguồn điện phải thực hiện công chống lại suất điện động từ cảm, công này bằng

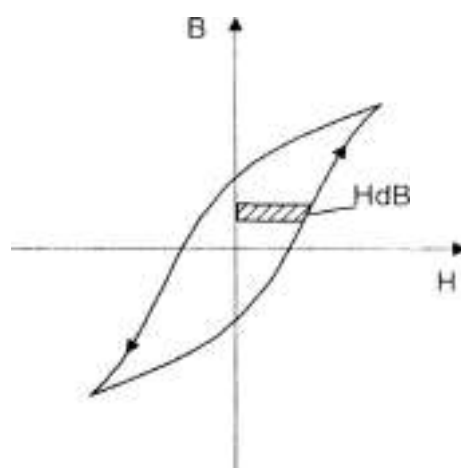
$$dA = + \mathcal{E}_c |dI| = \frac{d\Phi}{dt} |dI| = I d\Phi.$$

Nếu như độ tự cảm L của ống dây giữ không đổi (lõi làm bằng

chất thuận từ hoặc nghịch từ thì công đó hoàn toàn dùng để tạo ra từ trường trong ống dây: $dA = dW$, như đã thấy ở mục 1 ở trên. Nhưng vì lõi làm bằng chất sắt từ nên tình hình khác đi. Giả sử ống dây khá dài (chiều dài l của nó khá lớn so với kích thước của tiết diện S), thì ta có chương (IV): $H = nl$, $\Phi = nBS$, do đó $I = \frac{H}{n}$, $d\Phi =$

$nBSdB$. Vì vậy ta có: $dA' = HdB$. V, (6.45), với $V = lS$ là thể tích của ống dây tức là thể tích của lõi. Trên hình 6.15, biểu thức HdB là diện tích của dải có gạch chéo.

Do đó tích phân $\oint HdB$ tính dọc theo một chu trình từ hoá bằng diện tích S_1 của đồ thị giới hạn bởi đường cong kín của chu trình. Như vậy, tích phân của biểu thức (6.45), tức là $\oint dA'$ có giá trị khác không. Từ đó suy ra rằng, khi có lõi sắt từ, công (6.45) không bằng độ biến thiên của năng lượng từ trường. Nói cách khác khi lõi sắt từ bị từ hoá tuần hoàn thì cứ sau mỗi chu trình, mỗi đơn vị thể tích của lõi sắt từ sẽ làm tiêu hao một lượng năng lượng của nguồn điện bằng:



Hình 6.15

$$\oint HdB = S_1, \quad (6.46)$$

lượng năng lượng này biến thành nhiệt trong lõi sắt từ, làm lõi sắt từ nóng lên. Lõi sắt từ càng nóng nếu nó làm bằng chất sắt từ có đường cong từ trễ mà diện tích S_1 lớn. Hiện tượng vật sắt từ bị nóng lên khi nó bị từ hoá tuần hoàn đã được kiểm chứng bằng thực nghiệm. Chính vì vậy, trong các máy điện dùng dòng điện xoay chiều (máy phát điện, biến thế điện...) có các bộ phận làm bằng chất sắt từ (lõi của các máy đó chẳng hạn), thì, ngoài sự tổn hao vì nhiệt do có dòng Foucault (xem §5), còn có sự tổn hao vì nhiệt do sự từ hoá tuần

hợp chất sắt từ gây ra. Vì vậy để nâng cao hiệu suất các máy đo, người ta dùng chất sắt từ mềm (có S_r nhỏ để chế tạo các bộ phận (lõi của máy).

5. So sánh một số đại lượng điện và từ tương ứng

Nhiên khi người ta cũng quan tâm đến việc so sánh một số đại lượng điện và từ tương ứng, giúp cho việc so sánh vai trò của một số phân tử tương ứng về mặt điện và từ. Chúng hạn có thể xem ống dây điện dài có vai trò đối với từ trường giống như vai trò của tụ điện phẳng đối với điện trường. Bảng dưới đây cho ta so sánh một số đại lượng điện và từ tương ứng

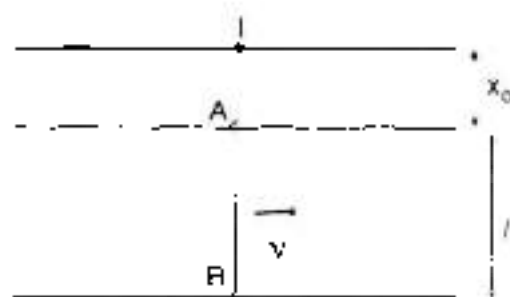
<i>Đại lượng điện</i>	<i>Đại lượng từ</i>
Cường độ điện trường: $\vec{E}$	Cảm ứng từ: $\vec{B}$
Cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{p}$, hay $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ ($\vec{p}$ là véctơ phân cực)	Cường độ từ trường $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{j}$, hay $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}$ ($\vec{j}$ là véctơ dòng từ hóa)
Thế năng của lưỡng cực điện $W_e = -\vec{p}_e \cdot \vec{E}$ ($\vec{p}_e$ là mômen lưỡng cực điện)	Thế năng của lưỡng cực từ (mạch điện kín) $W_m = -\vec{p}_m \cdot \vec{B}$ ($\vec{p}_m$ là mômen lưỡng cực từ)
Điện dung của tụ điện $C = \frac{Q}{V}$ (Thơ nguyên của C: $ C = \epsilon_0 \times \text{chiều dài}$)	Độ tự cảm của ống dây dài $L = \frac{N\Phi}{I}$ (Thơ nguyên của L: $ L = \mu_0 \times \text{chiều dài}$)
Hằng số điện $\epsilon_0 = 8,85 \text{ pF/m}$	Hằng số từ $\mu_0 = 1,26 \text{ nH/m}$
Năng lượng tụ điện $\frac{Q^2}{2C}$	Năng lượng ống dây $\frac{LI^2}{2} = \frac{(N\Phi)^2}{2L}$

Dại lượng điện	Dại lượng từ
Mật độ năng lượng điện trường $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$	Mật độ năng lượng từ trường $\frac{\mu_0 B^2}{2}$
Hằng số thời gian của mạch RC $\tau_c = RC$	Hằng số thời gian của mạch RL $\tau_L = L/R$

BÀI TẬP CHƯƠNG VI

VI.1. Tại tâm của một khung dây tròn phẳng gồm $N_1 = 50$ vòng, mỗi vòng có bán kính $R = 20\text{cm}$, người ta đặt một khung dây nhỏ gồm $N_2 = 100$ vòng, diện tích mỗi vòng $S = 1\text{cm}^2$. Bàn đầu mặt phẳng của hai khung trùng nhau. Cho khung dây nhỏ quay xung quanh một đường kính của một vòng dây của khung dây lớn với vận tốc không đổi $\omega = 300$ vòng/s và cho dòng điện $I = 10\text{A}$ chạy qua khung dây lớn. Tìm giá trị cực đại của suất điện động xuất hiện trong khung dây nhỏ.

VI.2. Trong cùng một mặt phẳng với một dòng điện thẳng dài vô hạn cường độ $I = 20\text{A}$ người ta đặt hai thanh kim loại trượt song song với dòng điện, cách dòng điện khoảng $x_0 = 1\text{cm}$ và cách nhau $l = 0,5\text{m}$ (Hình 6.16). Trên hai thanh trượt người ta lồng vào một đoạn dây dẫn AB dài l . Tìm hiệu điện thế xuất hiện giữa hai đầu dây AB nếu cho dây AB trượt tịnh tiến trên các thanh với vận tốc $v = 3\text{m/s}$.



Hình 6.16

VI.3. Một đĩa kim loại bán kính $R = 25\text{cm}$ quay quanh trục của nó với vận tốc góc $\omega = 1.000$ vòng/phút. Tìm hiệu điện thế xuất

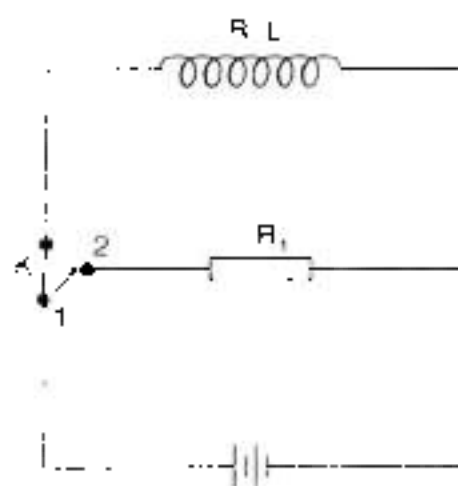
hiện giữa tâm đĩa và một điểm trên mép đĩa trong hai trường hợp:

a) Khi không có từ trường;

b) Khi đĩa quay trong từ trường hướng vuông góc với đĩa và có cảm ứng từ

VI.4. Để đo cảm ứng từ giữa hai cực một nam châm điện người ta đặt vào đó một cuộn dây $N = 50$ vòng, diện tích tiết diện ngang của mỗi vòng $S = 2\text{cm}^2$. Trục của cuộn dây song song với các đường sức từ trường. Cuộn dây được nối kín với một điện kế (súng kích động để đo điện lượng phóng qua khung dây của điện kế). Điện trở của điện kế $R = 2 \cdot 10^4 \Omega$. Điện trở của cuộn dây nhỏ không đáng kể so với R . Khi rút nhanh cuộn dây ra khỏi nam châm thì kim điện kế lệch đi một góc ứng với 50 vạch trên thang đo của điện kế (mỗi vạch ứng với một điện lượng bằng $2 \cdot 10^{-7} \text{ C}$ phóng qua khung dây điện kế). Tìm cảm ứng từ giữa hai cực của nam châm đó.

VI.5. Cuộn dây có độ tự cảm $L = 2\text{mH}$, điện trở $R = 1\Omega$, được mắc vào một nguồn điện có suất điện động không đổi $E = 3\text{V}$ (Hình 6.17). Sau khi dòng điện trong ống dây đã ổn định người ta đảo rất nhanh khoá K từ vị trí 1 sang vị trí 2. Tìm nhiệt lượng toa ra trên điện trở $R = 2\Omega$. Bỏ qua điện trở trong của nguồn và điện trở của khoá K và dây nối.

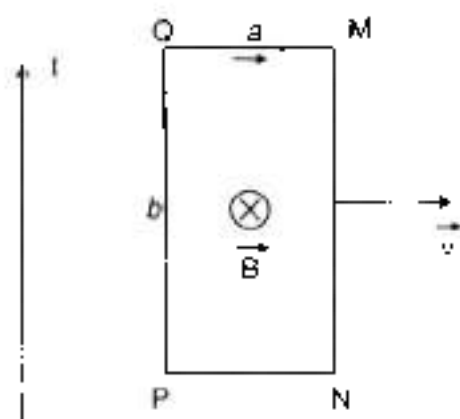


Hình 6.17

VI.6. Trong một lõi tròn đường kính $d = 12\text{cm}$ người ta quấn một lớp dây dẫn gồm $N = 100$ vòng, các vòng dây được chia đều chiều dài $l = 6\text{cm}$. Xác định độ tự cảm của ống dây biết rằng độ tự cảm của ống dây một lớp được tính theo công thức $L = aL_0$, trong đó L_0 là độ tự cảm của ống dây thẳng dài vô hạn, a là hệ số tính theo công thức

$$a = \frac{l}{1 + 0,45 \cdot \frac{d}{l}}$$

- VI.7.** Một khung dây dẫn hình chữ nhật có các cạnh a và b chuyển động tịnh tiến với vận tốc không đổi $\vec{v}$ theo phương vuông góc với một dây dẫn thẳng, dài vô hạn, nằm trong mặt phẳng của khung và song song với các cạnh PQ của khung (Hình 6.18). Trong dây dẫn thẳng có dòng điện I có chiều như trên hình vẽ. Tính suất điện động cảm ứng xuất

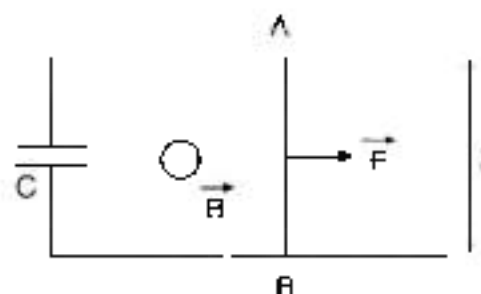


Hình 6.18

hiện trong khung khi cạnh PQ của khung cách dây dẫn một khoảng d . Xác định chiều của dòng điện cảm ứng trong khung.

- VI.8.** Một ống kim loại hình trụ rỗng, tiết diện là một hình vành khăn có bán kính $R_1 = 10\text{cm}$, $R_2 = 14\text{cm}$ và chiều cao $h = 10\text{cm}$ được đặt trong một từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ hướng theo trục ống. Tìm cường độ dòng điện cảm ứng xuất hiện trong ống khi cảm ứng từ tăng tỉ lệ với thời gian $B = kt$, với $k = 10^{-3}\text{T/s}$. Cho biết điện trở suất của kim loại kim làm ống $\rho = 1,2 \cdot 10^{-7}\Omega\text{m}$.

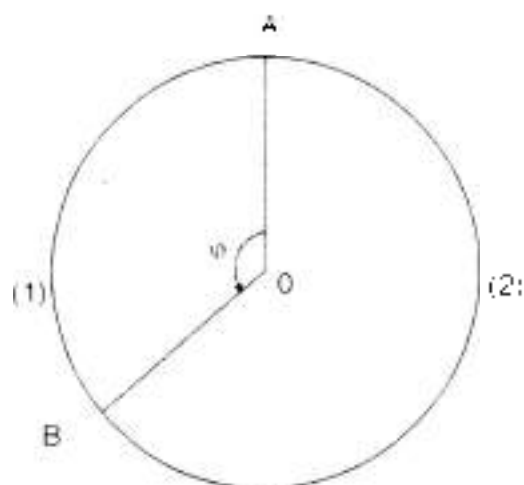
- VI.9.** Trên hai thanh ray kim loại đặt song song trong một mặt phẳng nằm ngang, cách nhau một khoảng l và nối với nhau bằng một tụ điện có điện dung C , có một thanh kim loại AB , khối lượng m , đặt vuông góc với thanh ray và có thể trượt không ma sát trên các thanh ray đó (Hình 6.19).



Hình 6.19

Cả hệ được đặt trong một từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ hướng thẳng đứng từ dưới lên. Hai thanh AB sẽ chuyển động như thế nào nếu tác dụng vào điểm giữa của nó một lực $\vec{F}$ không đổi theo phương song song với các thanh ray. Công của lực $\vec{F}$ dùng để làm gì? Biết vận tốc ban đầu của thanh AB bằng 0, điện trở của thanh AB, của các thanh ray và của các dây nối không đáng kể.

VI.10. Một vòng dây dẫn bán kính $r = 10$ cm được đặt trong từ trường đều có cảm ứng từ $B = 0,01$ T vuông góc với mặt phẳng của vòng. Vòng dây được nối với tâm O của nó bằng hai thanh kim loại (hình 6.20), một trong hai thanh (OA) cố định, còn thanh kia (OB) quay xung quanh tâm O với vận tốc góc không đổi: $\omega = 4$ rad/s. Cho biết điện trở của mỗi đơn vị chiều dài của vòng dây cũng như của các thanh kim loại đều bằng $R_0 = 10 \Omega$.



Hình 6.20

1) Tìm biểu thức của dòng điện cảm ứng chạy trong các thanh kim loại phụ thuộc vào thời gian.

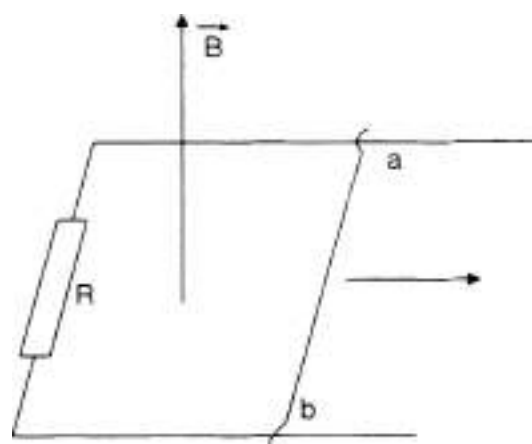
2) Tính cường độ dòng điện qua các thanh kim loại và qua các cung của vòng dây dẫn khi góc $\angle BOA = \varphi = 0; \pi; 2\pi$.

VI.11. Hai thanh ray kim loại nằm ngang trên mặt phẳng, song song với nhau, cách nhau một khoảng l , được đặt trong một từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ hướng thẳng đứng từ dưới lên trên. Hai đầu của hai thanh ray nối với điện trở R (Hình 6.21). Đoạn dây dẫn ab khối lượng m , vuông góc với hai thanh có thể trượt không ma sát trên hai thanh ray sao cho hai đầu a, b luôn luôn tiếp xúc với hai thanh. Hỏi cường độ dòng điện I qua điện trở R biến thiên theo thời gian như thế nào, nếu đoạn

dây ab trượt:

a) Vớt vận tốc ban đầu v_0 ,

b) Không có vận tốc đầu nhưng chịu tác dụng của ngoại lực $\vec{F}$ không đổi. Coi điện trở của đoạn dây ab và của thanh cùng các dây nối là nhỏ không đáng kể so với R .



Hình 6.21

VI.12. Một vòng dây cách điện: khối lượng m , mang điện tích q phân bố đều trên vòng, được đặt trong từ trường đều có cảm ứng từ $\vec{B}$ song song với trục vòng. Khi cảm ứng từ B của từ trường giảm đều đến không thì vòng tròn sẽ quay chung quanh trục của nó. Tìm vận tốc góc của chuyển động quay đó.

VI.13. Một vòng dây dẫn có điện trở $R = 10^{-3} \Omega$, có diện tích $S = 10 \text{ cm}^2$ được đặt bên trong một ống dây dẫn thẳng dài (xôlênit) có $n = 5$ vòng trên mỗi cm chiều dài, sao cho mặt phẳng của vòng dây vuông góc với trục của cuộn dây. Dòng điện chạy qua cuộn dây biến thiên theo thời gian theo công thức: $I = I_0 - kt$, trong đó $I_0 = 10 \text{ A}$ và $k = 0,1 \text{ A/s}$. Tính độ lớn của lực mà từ trường của cuộn dây tác dụng lên mỗi đơn vị chiều dài của vòng dây tại thời điểm $t = 10 \text{ s}$ kể từ lúc dòng điện bắt đầu qua cuộn dây.

VI.14. Một xôlênit không lõi sắt, có chiều dài l và bán kính r ($r \ll l$)

1) Muốn cho dòng điện xôlênit biến thiên với thời gian theo quy luật $I = kt$, thì hiệu điện thế ở hai đầu xôlênit phải phụ thuộc vào thời gian như thế nào. Giả sử điện trở của xôlênit là R .

2) Bây giờ ta nối hai đầu xôlênit đó với hai cực của một nguồn điện không đổi có suất điện động E . Tại thời điểm $t = 0$, người ta bắt đầu đóng mạch cho dòng điện đi qua xôlênit. Coi như điện trở của xôlênit, của nguồn điện và các dây nối không đáng kể.

a) Tìm cường độ dòng điện qua xôlênit;

b) Tính công của nguồn điện trong khoảng thời gian t_1 kể từ lúc bắt đầu đóng mạch. Công đó dùng để làm gì ?

VI.15. Một vòng dây siêu dẫn bán kính r và có hệ số tự cảm L , được đặt trong một từ trường đều có cảm ứng từ vuông góc với mặt phẳng của vòng dây và tăng từ 0 đến B_0 . Xác định cường độ dòng điện cảm ứng xuất hiện trong vòng dây đó

VI.16. Đặt một vòng dây đồng bán kính $r = 5,2$ cm trong một từ trường đều có vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ vuông góc với mặt phẳng vòng dây và độ lớn của cảm ứng từ biến thiên với tốc độ đều $\frac{dB}{dt} = 0,13 T/s$. Miền có từ trường có dạng một hình trụ đồng trục với vòng dây và có bán kính tiết diện $R = 8,5$ cm.

1) Tính cường độ điện trường cảm ứng (điện trường xoáy) trong vòng dây.

2) Tính cường độ điện trường cảm ứng tại điểm cách trục vòng dây $r_1 = 12,5$ cm.

VI.17. Một ống dây hình xoắn có các bán kính $R_1 = 5,2$ cm, $R_2 = 9,5$ cm gom $N = 1250$ vòng dây, tiết diện vòng dây là một hình chữ nhật mà cạnh song song với trục ống dây dài $h = 1,3$ cm. Tìm độ tự cảm của ống dây đó

VI.18. Một khung dây hình chữ nhật làm bằng dây dẫn có bán kính $r = 1$ mm. Chiều dài $a = 10$ m của khung rất lớn so với chiều rộng $b = 10$ cm của nó (do từ các trục của cạnh khung). Tìm độ tự cảm của khung dây. Bỏ qua từ trường bên trong dây dẫn

VI.19. Hai ống dây có độ tự cảm lần lượt bằng $L_1 = 0,003 H$ và $L_2 = 0,005 H$ được mắc nối tiếp với nhau sao cho từ trường do chúng gây ra cùng chiều, khi đó độ cảm ứng của cả hệ bằng $L = 0,0011 H$. Tìm độ cảm ứng của cả hệ nếu nối lại các ống dây sao cho từ trường do chúng gây ra có chiều đối nhau (song vẫn giữ vị trí của chúng như trước)

VI.20. Một ống dây thẳng dài $l = 50$ cm, diện tích tiết diện ngang $S = 2$ cm², độ tự cảm $L = 2,10^{-3} H$. Tìm cường độ dòng điện trong

ống dây để mật độ năng lượng từ trường của nó bằng
 $\alpha = 10^{-3} \text{J/m}^3$.

VI.21. Một dây cáp đồng trục dài cấu tạo bởi hai ống trụ dẫn điện A và B thành móng, bán kính a và b, đồng trục với nhau. Ống trụ trong A mang dòng điện không đổi I, còn ống trụ ngoài B dẫn điện trở về.

a) Tính năng lượng tổn trữ trong từ trường giữa hai ống trụ của cáp ấy, có chiều dài l.

b) Tính năng lượng tổn trữ trên một đơn vị chiều dài của cáp, nếu $a = 1,2 \text{mm}$; $b = 3 \text{mm}$ và $I = 2,7 \text{A}$.

VI.22. So sánh năng lượng cần thiết để thiết lập trong một khối lập phương cạnh 10cm:

a) Một điện trường đều có cường độ bằng 100kV/m ;

b) Một từ trường đều có cảm ứng từ $B = 1 \text{T}$.

ĐÁP SỐ CÁC BÀI TẬP CHƯƠNG VI

VI.1. $E_{\text{tmax}} = \mu_0 \mu N_1 N_2 I S \frac{\omega}{2R} \simeq 4,7 \cdot 10^{-3} \text{V};$

VI.2. $U_{ab} = \frac{\mu_0 I v}{2\pi} \ln \left| \frac{x_0 + 1}{x_0} \right| \simeq 9,4 \cdot 10^{-5} \text{V};$

VI.3. a) $U = \frac{m\omega^2 R}{2} = 2 \cdot 10^{-9} \text{V}; U = 33 \text{mV};$

VI.4. $0,2 \text{T};$

VI.5. $6 \cdot 10^{-6} \text{J};$

VI.6. $L = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{H};$

$$\text{VI.7. } \varepsilon_r = \frac{\mu_n I v a^2}{2\pi d(d+a)}; \text{ chiều MNPQ;}$$

$$\text{VI.8. } I = -2A;$$

$$\text{VI.9. } a = \frac{F}{m \cdot B^2 l^2 C};$$

$$\text{VI.10. } I = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{2 + \varphi - \frac{\varphi^2}{2\pi}}; \quad I_1 = \frac{10^{-3}(2\pi - \varphi)}{\pi(2 + \varphi - \frac{\varphi^2}{2\pi})};$$

$$I_2 = \frac{10^{-3}\varphi}{\pi(2 + \varphi - \frac{\varphi^2}{2\pi})}; \quad \varphi = \omega t;$$

$$\text{VI.11. a) } I = \frac{Blv_0}{R} \cdot e^{-\frac{B^2 l^2}{R} t};$$

$$\text{b) } I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{B^2 l^2}{R} t} \right); \text{ với } I_0 = \frac{F}{Bl};$$

$$\text{VI.12. } \omega = \frac{qB}{2m};$$

$$\text{VI.13. } 3,9 \cdot 10^{-7} \text{ N.m;}$$

$$\text{VI.14. } 1. U = kRt + \mu_0 \frac{N^2}{l} kS, \text{ với } S = \pi r^2;$$

$$2. \text{ a) } I = kt, \text{ với } k = \frac{El}{\mu_0 SN^2}; \quad \text{b) } A = \frac{E^2 l t_1^2}{2\mu_0 SN^2};$$

$$\text{VI.15. } I = \frac{\pi r^2 B_0}{L};$$

$$\text{VI.16. } 1) E = \frac{r}{2} \frac{dB}{dt} = 0,0034 \text{ V/m;}$$

$$2) E = \frac{R^2}{2r} \frac{dB}{dt} = 0,0038 \text{ V/m;}$$

$$\text{VI.17. } L = \frac{\mu_0 N^2 h}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1};$$

$$\text{VI.18. } L = \frac{\mu_0 \mu a}{\pi} \ln \left| \frac{b-r}{r} \right| \approx 1,8 \cdot 10^{-4} \text{H};$$

$$\text{VI.19. } L' = 2(L_1 + L_2) - L = 0,005 \text{H};$$

$$\text{VI.20. } I = \sqrt{\frac{2\omega SI}{L}} \approx 1 \text{A};$$

$$\text{VI.21. } \text{a) } W = \frac{\mu_0 I^2 l}{4\pi} \ln \frac{b}{a}; \quad \text{b) } \frac{W}{l} \approx 7,8 \cdot 10^{-2} \text{J/m},$$

$$\text{VI.22. } \text{a) } W_R \approx 4,4 \cdot 10^{-5} \text{J};$$

$$\text{b) } W_R = 398 \text{J} !$$

$$\frac{W_B}{W_E} \approx 10^7 !$$

Chương VII

TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Trong các chương trước ta đã xét những hiện tượng và định luật cơ bản về điện và từ. Các vấn đề đó đã phần nào cho ta thấy mối liên hệ chặt chẽ giữa các hiện tượng điện và từ, như ta 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, Maxwell, nhà bác học người Anh, 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. Từ đó, Maxwell đã xây dựng nên lý thuyết về trường điện từ, là dạng thống nhất bao gồm cả điện trường và từ trường.

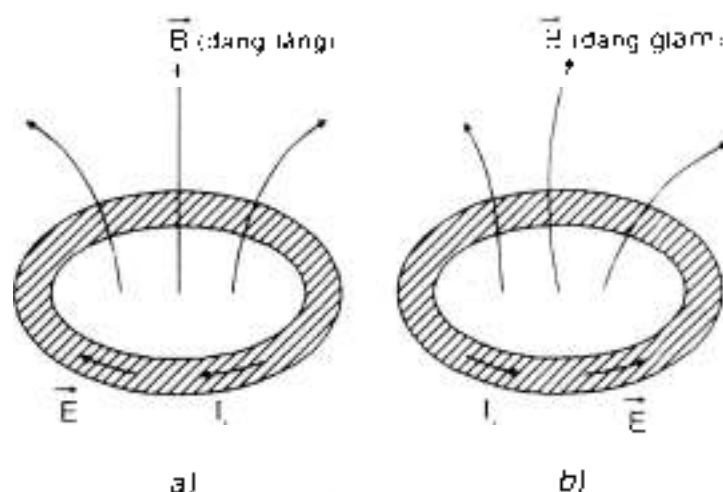
§1. ĐIỆN TRƯỜNG XOÁY. PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL – FARADAY

1. Điện trường xoáy

Như chúng ta đã biết, thí nghiệm về hiện tượng cảm ứng điện từ chứng tỏ: khi làm biến đổi từ thông gửi qua một vòng dây khép kín, bằng cách đặt vòng dây ấy trong một từ trường biến thiên thì trong vòng dây ấy xuất hiện một dòng điện cảm ứng có chiều xác định bởi định luật Lenz; nếu từ thông gửi qua vòng dây dẫn tăng, dòng điện cảm ứng I_c 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.

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.

✚ Làm thí nghiệm với nhiều vòng dây dẫn bằng những chất khác nhau, và ở những nhiệt độ khác nhau, Maxwell đã thấy rằng: suất điện động cảm ứng đại lượng đặc



Hình 7.1

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 điện 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 bởi vì đường sức của điện trường tĩnh là đường cong hở, công của điện trường tĩnh trong sự dịch chuyển điện tích theo đường cong kín bằng không (xem chương 1). Vì vậy, điện trường tĩnh không thể làm cho các điện tích dịch chuyển theo đường cong kín để tạo thành dòng điện được. Muốn làm cho các điện tích chuyển động theo đường cong kín để tạo thành dòng điện thì công của điện trường trong sự dịch chuyển điện tích theo đường cong kín phải khác không:

$$\oint \vec{q} \vec{E} d\vec{l} \neq 0$$

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

đến trường này

Trên cơ sở phân tích như trên, Maxwell đã rút ra một kết luận tổng quát sau đây

Mọi từ trường biến đổi theo thời gian đều sinh ra một điện trường xoáy.

2. Phương trình Maxwell - Faraday

Kết luận trên của Maxwell được biểu diễn một cách định lượng bằng một phương trình, gọi là phương trình Maxwell - Faraday.

a) Để thiết lập phương trình này, ta 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:

$$\mathcal{E}_c = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \left(\int \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) = - \int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}, \quad (7.2)$$

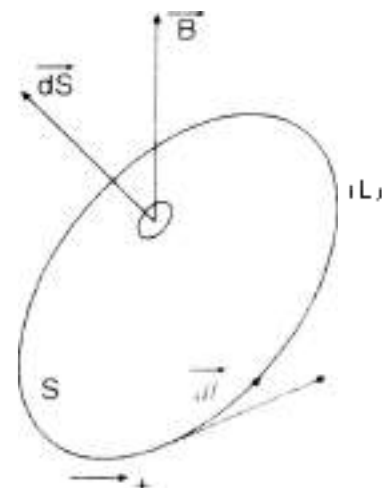
trong đó $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{S}$ là từ thông gửi

qua diện tích S giới hạn bởi vòng dây dẫn mà ta xét ($d\vec{S}$ là vec to diện tích của phần tử bé mặt mà tại đó ta tính cảm ứng từ $\vec{B}$). Bởi vì 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:

$\vec{B} = \vec{B}(x, y, z)$ nên ở đây ta phải thay dấu đạo hàm toàn phần theo thời gian $\frac{d}{dt}$ bằng dấu đạo hàm

riêng phần theo thời gian $\frac{\partial}{\partial t}$. Mặt khác theo định nghĩa của suất điện động, ta có:

$$\mathcal{E}_c = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (7.3)$$



Hình 7.2

trong đó $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường xoáy (vectơ trường lực lạ) trên đoạn dịch chuyển dl của vòng dây, dl là vectơ biểu thị đoạn dịch chuyển đó. So sánh (7.2) với (7.3), ta được:

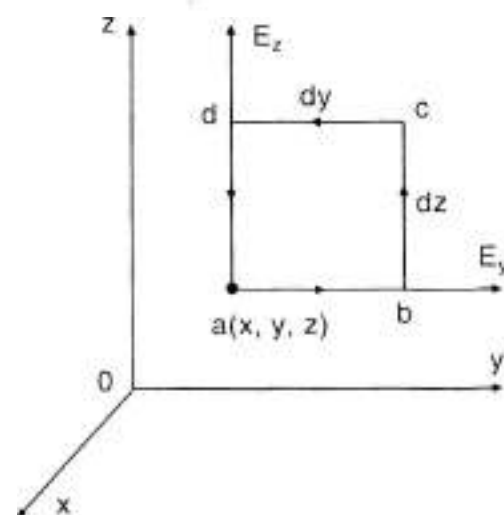
$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}. \quad (7.4)$$

Đó là phương trình Maxwell - Faraday dưới dạng tích phân mà ta phải tìm. Nội dung của phương trình này là:

Lưu số của vectơ cường độ điện trường xoáy 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.

Ý nghĩa của phương trình là ở chỗ đó. Nó cho phép ta tính được điện trường xoáy $\vec{E}$ nếu biết trước quy luật biến đổi của từ trường theo thời gian.

b) Để có thể diễn tả mối quan hệ giữa điện trường và từ trường tại từng điểm trong không gian ta áp dụng phương trình (7.4) cho một mạch điện có kích thước rất nhỏ abcd có dạng hình chữ nhật trong mặt phẳng toạ độ yOz (hình 7.3). Chọn trên mạch abcd một chiều dương ngược chiều kim đồng hồ. Lưu số của vectơ cường độ điện trường xoáy $\vec{E}$ trên mạch abcd có thể chia làm lưu số trên



Hình 7.3

các đoạn ab, bc, cd, da. Ta có: $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \int_a^b E_y dy + \int_b^c E_z dz + \int_c^d E_y dy + \int_d^a E_z dz$

- Lưu số trên đoạn ab là $E_y dy$, với E_y là giá trị trung bình của hình chiếu vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ trên đoạn ab;

- Lưu số trên đoạn cd là $E'_y dy = - \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial z} dz \right) dy$, với E'_y là

giá trị trung bình của $\vec{E}$ trên đoạn cd (có giá trị khác nhau trên đoạn ab); lưu số của $\vec{E}$ ở đây có giá trị âm, vì nó được lấy theo chiều ngược

với chiều dương của trục Oy.

Lập luận tương tự như trên, ta tìm được lưu số của $\vec{E}$ trên đoạn dài và bé tương ứng là $E_y dz$ và $E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} dy dz$. Từ đó lưu số của $\vec{E}$ trên toàn mạch abcd là:

$$\begin{aligned} \oint \vec{E} d\vec{l} &= E_y dy + E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} dz dy + E_y dz + E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} dy dz \\ &= \left(\frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) dy dz \end{aligned}$$

Mặt khác từ thông Φ qua mạch abcd bằng $\Phi = B_x dydz$, từ đó $\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial B_x}{\partial t} dydz$. Thay các kết quả vừa tìm được vào (7.4), ta rút ra

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = - \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (7.5)$$

Tiếp tục tính toán như trên với các mạch nhỏ có diện tích $dzdx$, $dx dy$ nằm trên các mặt phẳng tọa độ zOx và xOy , ta rút ra hai phương trình tương tự như (7.5). Kết quả là tư phương trình (7.4) ta có hệ 3 phương trình:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \frac{\partial B_z}{\partial t} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (7.6)$$

Đó chính là *phương trình Maxwell - Faraday* dưới dạng vi mô *thay dạng vi phân*:

Ta nhận xét rằng vế trái của các phương trình đó chính là ba thành phần của vectơ rot $\vec{E}$, còn vế phải chính là các thành phần của vectơ $-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$. Vì vậy phương trình Maxwell - Faraday dưới dạng vi phân có thể viết gọn lại

$$\boxed{\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}} \quad (7.7)$$

Chú ý. Áp dụng công thức Stokes trong lý thuyết trường vectơ $\oint_L \vec{A} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{A} d\vec{S}$, (7.7a), từ phương trình (7.4) ta dễ dàng rút ra phương trình (7.7).

§2. DÒNG ĐIỆN DỊCH PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL - AMPÈRE

1. Dòng điện dịch.

a/ liên quan

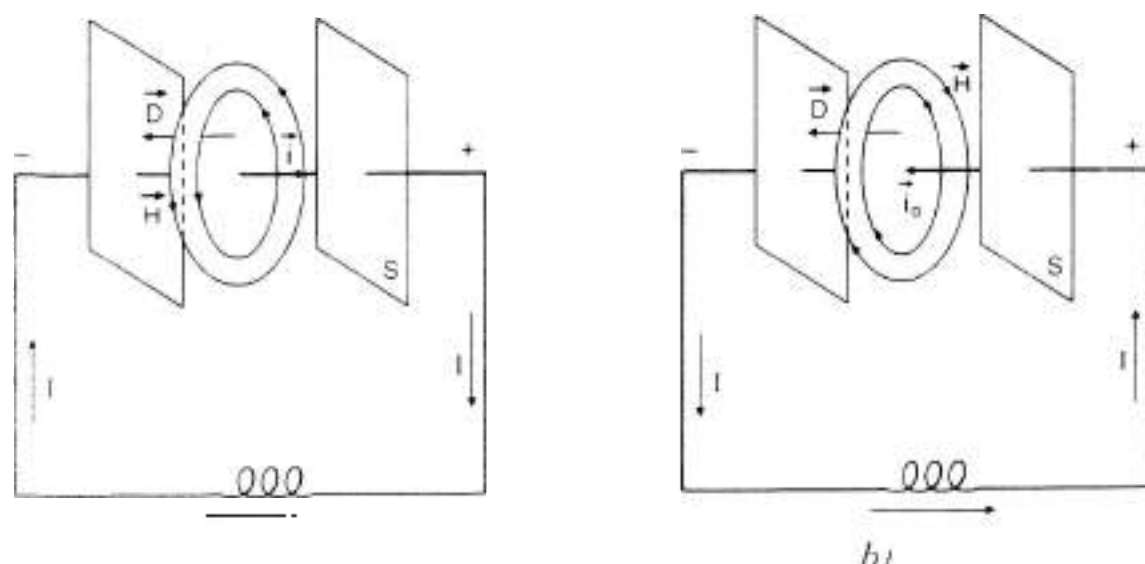
a) Ở trên đây ta thấy: mọi từ trường biến thiên đều gây nên điện trường xoáy. Phân tích các hiện tượng điện từ khác nhau, Maxwell đã đi đến kết luận rằng, phải có điều ngược lại là: "Mọi điện trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện từ trường".

Nhưng như ta đã biết, dòng điện dẫn (tức dòng điện các hạt mang 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 Maxwell gọi là dòng điện dịch. Vậy, ta có định nghĩa:

Dòng điện dịch là dòng điện tương đương với dòng điện biến đổi theo thời gian về phương diện sinh ra từ trường.

b/ Phân tích và chứng minh định lý
Để xác định từ trường do điện trường biến đổi theo thời gian sinh ra, Maxwell đã đưa ra một giả thuyết về phương, chiều và độ lớn của dòng điện đó. Để tìm hiểu giả thuyết này, ta 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.7.4a và 7.4b).

* * * Lúc đầu ta xét tụ điện C đang phóng điện (H.7.4a). 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. Vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ của điện trường này hướng từ bản dương sang bản âm và có độ lớn giảm. Sau đó ta lại xét tụ điện C



Hình 7.4

đang được nạp điện (h.7.4b), điện tích trên hai bản của nó đang được 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.

Theo Maxwell 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.

Trở lại xét mạch điện nói trên ta thấy như sau. Khi tụ điện phóng điện (h.7.4a) vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ đang giảm thì dòng điện dịch chạy từ bản âm sang bản dương, ngược với chiều của vectơ $\vec{D}$. Còn khi tụ điện đang được nạp điện (h.7.4b), vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ đang tăng thì dòng điện dịch chạy từ bản dương sang bản âm, cùng chiều với vectơ $\vec{D}$.

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:

$$i_d = \frac{I_d}{S} = \frac{I}{S}$$

với I là cường độ dòng điện dẫn chạy trong mạch tính theo công thức:

$I = \frac{dq}{dt}$ với q là điện tích trên bản dương của tụ điện khi đo. Do đó

$$i_d = \frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt},$$

với $\sigma = \frac{q}{S}$ là mật độ điện tích trên bản dương của tụ điện. Trong chương I, ta đã chứng minh được rằng:

$$D = \sigma.$$

Thay giá trị của D vào biểu thức của i_d ta được:

$$i_d = \frac{dD}{dt}.$$

hay, dưới dạng vectơ,

$$\vec{i}_d = \frac{d\vec{D}}{dt}. \quad (7.8b)$$

Biểu thức (7.8b) chứng tỏ: vecto mật độ dòng điện dịch bằng tốc độ biến thiên theo thời gian của vectơ cảm ứng điện. Như vậy, khi $\vec{D}$ tăng, $\vec{i}_d$ cùng chiều với $\vec{D}$; còn khi $\vec{D}$ giảm, $\vec{i}_d$ ngược chiều với $\vec{D}$. Điều này hoàn toàn phù hợp với giả thuyết về chiều của dòng điện dịch đã nêu ở trên.

hãy: Trong trường hợp tổng quát, vectơ 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 (7.8b) trở thành:

$$\vec{i}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7.8c)$$

Mở rộng giả thiết đã nêu ở trên về dòng điện dịch cho trường hợp một điện trường bất kì, Maxwell đi tới giả thuyết tổng quát sau đây:

Xét về phương diện sinh ra từ trường thì bất kỳ một điện trường nào biến đổi theo thời gian cũng giống như một dòng điện gọi là dòng điện dịch có vectơ mật độ dòng bằng $\vec{i}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, trong đó $\vec{D}$ là vectơ cảm ứng điện tại điểm mà ta xét.

Phương chiều của từ trường do điện trường biến đổi sinh ra (hay còn nói là 'dòng điện dịch sinh ra') cũng được xác định theo quy tắc cui vụn 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 7.4a và 7.4b).

Giả thuyết về dòng điện dịch là một đóng góp lớn và hoàn toàn mới của Maxwell cho việc giải quyết mối liên hệ khăng khít giữa điện trường và từ trường. Vì vậy ta hãy làm sáng tỏ thêm bản chất của nó.

Như ta đã biết, trong chân không vectơ cảm ứng điện $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$; do đó, mật độ dòng điện dịch trong chân không là $\vec{i}_d = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$. 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 giả thuyết của Maxwell điện trường biến đổi theo thời gian ở trong chân không vẫn sinh ra từ trường.

Tuy nhiên, trong chất điện môi σ đó vectơ cảm ứng điện $\vec{D}$ gồm hai số hạng $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ với $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường tổng hợp trong điện môi và $\vec{P}$ là vectơ phân cực điện môi thì ta có:

$$\vec{i}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \left(\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (7.9)$$

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 $\left(\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$ và thành phần thứ hai là mật độ

dòng điện phân cực $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$. 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 $\sigma = P_n$) thì cường độ dòng điện qua S do sự phân cực điện môi gây ra là:

$$I_{pe} = \int_S \vec{j}_{pe} d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \sigma}{\partial t} dS = \int_S \frac{\partial P_n}{\partial t} dS = \int_S \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} d\vec{S}$$

Từ đây ta suy ra biểu thức của mật độ dòng điện phân cực là:

$$\vec{j}_{pe} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (7.10)$$

Dòng điện phân cực có liên quan tới sự quay của các lưỡng cực phân tử hoặc sự dịch chuyển của các tâm điện tích dương và âm trong các phân tử không có cực của chất điện môi dưới tác dụng của điện trường ngoài (Do cơ sở dịch chuyển của các điện tích như vậy nên Maxwell đã gọi chung dòng điện tương ứng 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 Joule. 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.

Với khái niệm dòng điện dịch, các vectơ của mật độ dòng điện vẫn có tính bền tục khi có dòng điện biến thiên chạy trong mạch qua tụ điện hay nói chung, khi có dòng điện biến thiên chạy trong mạch điện hở. Dĩ nhiên, ngay cả trong vật dẫn cũng có thể có dòng điện dịch, do đó trong trường hợp tổng quát, khi xét từ trường trong vật dẫn, ta phải xem xét như nó được gây ra bởi cả dòng điện dẫn và dòng điện dịch. Vì vậy Maxwell 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 gây ra. Dòng điện toàn phần có mật độ bằng:

$$\vec{j}_{tp} = \vec{j} + \vec{j}_d = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7.11)$$

Như vậy, trong trường hợp tổng quát dòng điện toàn phần bao

giới cũng khép lại

Tuy theo đặc tính dẫn điện của môi trường và tùy theo tốc độ biến thiên của điện trường mà hai số hạng trong (7.11) có vai trò khác nhau. Trong các vật dẫn điện tốt, và với điện trường biến thiên chậm (tần số biến thiên thấp), thì $i_1 \ll 1$. Ngược lại, trong điện môi với điện trường biến thiên nhanh (tần số cao), dòng điện dịch đóng vai trò chủ yếu trong dòng điện toàn phần. Như vậy sự phân loại môi trường, vật dẫn và điện môi, dựa theo đặc tính dẫn điện là có tính chất tương đối, bởi vì nó còn phụ thuộc vào cả tần số biến thiên của điện trường nữa.

2. Phương trình Maxwell – Ampère

a) Dựa vào định lý về lưu số của vectơ từ trường (xem chương VI) ta có thể nêu lên mối quan hệ định lượng giữa từ trường và dòng điện toàn phần

Xét một vật dẫn trong đó có dòng điện biến thiên và vẽ trong đó một mặt bất kỳ S giới hạn bởi một đường cong kín (Hình 7.5). Áp dụng định lý Ampère (công thức 5.14) và chú ý rằng trong trường hợp tổng quát của dòng điện biến thiên thì từ trường được xác định bởi dòng toàn phần I_{tp} đi qua diện tích S , ta có

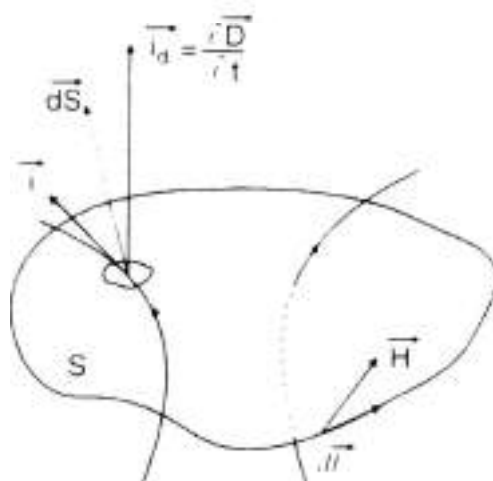
$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I_{tp} \quad (7.12)$$

Mặt khác

$$I_{tp} = \int_S \vec{j}_{tp} \cdot d\vec{S} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}$$

Ta đo ta được

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \quad (7.13)$$



Hình 7.5

Đó chính là phương trình Maxwell – Ampère dưới dạng tích phân. Nội dung của phương trình này là:

Lưu số của vectơ 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 với đường cong đó.

Ý nghĩa của phương trình này là ở chỗ, nó cho phép ta tính được từ trường $\vec{H}$ 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.

c) Để biểu diễn quan hệ định lượng giữa cường độ từ trường và dòng điện toàn phần tại một điểm bất kì, ta tiến hành lập luận và tính toán như trong §1, mục c), kết quả là ta sẽ có phương trình sau đây:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= i_x + \frac{\partial D_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i_y + \frac{\partial D_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i_z + \frac{\partial D_z}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (7.14)$$

hay, gọn hơn,

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{hay } \vec{H} = \vec{B} = \mu_0 \vec{i} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (7.15)$$

Đó chính là phương trình Maxwell – Ampère dưới dạng vi phân.

Chú ý. Áp dụng công thức Stokes (7.7a) từ phương trình (7.13) ta có thể rút ra phương trình (7.15).

§3. TRƯỜNG ĐIỆN TỬ HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL

1. Trường điện từ.

Theo các lập luận cơ bản của Maxwell đã nêu ra ở trên, từ trường biến đổi theo thời gian sinh ra điện trường xoáy, và ngược

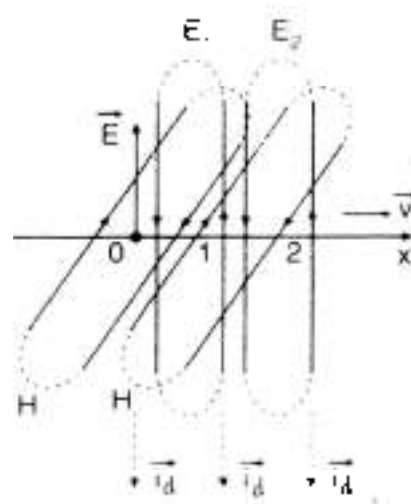
ta, điện trường biến thiên biến đổi theo thời gian sinh ra từ trường. Nói chung khi từ trường biến thiên một cách bất kì thì đạo hàm $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$

hay $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ cũng biến thiên theo thời gian, do đó điện trường xoáy xuất

hiện cũng biến thiên theo thời gian. Điện trường biến thiên này, đến lượt nó, cũng gây ra một từ trường. Và, bởi vì điện trường nơi chúng cũng biến thiên một cách bất kì, nên dòng điện dịch cũng biến thiên theo thời gian và từ trường được gây ra cũng biến thiên theo thời gian. Như vậy ta, điện trường và từ trường liên hệ chặt chẽ với nhau, chúng đồng thời tồn tại trong không gian, tạo thành trường thống nhất là *trường điện từ*. Khái niệm về trường điện từ được Maxwell nêu lên đầu tiên. Trường điện từ mang năng lượng là một dạng của vật chất. Năng lượng đó phân bố trong khoảng không gian có trường điện từ. Mật độ năng lượng của trường điện từ bao gồm mật độ năng lượng điện trường và mật độ năng lượng từ trường:

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu\mu_0} B^2 = \frac{1}{2} (ED + BH)$$

Trường điện từ biến thiên theo thời gian lan truyền đi trong không gian. Thật vậy ta xét một điểm O nào đó trong miền không gian không có vật dẫn, không có dòng điện dẫn và không có điện tích tự do và giả sử ở một thời điểm nào đó tại O có điện trường $\vec{E}$ (Hình 7.6). Vì không có điện tích để duy trì nó nên điện trường này sẽ biến mất. Nhưng theo thuyết Maxwell điện trường $\vec{E}$ biến thiên gây ra từ trường $\vec{H}$. Vì $\vec{E}$ giảm nên đường sức từ trường hướng theo chiều kim đồng hồ nếu nhìn từ trên xuống dưới. Nhưng vì trong môi trường không có dòng điện dẫn để duy trì nó nên từ trường $\vec{H}$ sẽ mất đi và gây nên điện trường $\vec{E}_1$. $\vec{E}_1$ có đường sức hướng ngược chiều kim



Hình 7.6

đồng hồ như trên hình vẽ $\vec{E}_1$ làm triệt tiêu $\vec{E}$ ở O và xuất hiện điện trường ở điểm 1 của không gian. Khi $\vec{E}$ ở 1 biến mất, nó làm xuất hiện từ trường $\vec{H}_1$ cùng hướng theo chiều kim đồng hồ như $\vec{H}$. $\vec{H}_1$ làm triệt tiêu $\vec{H}$ và làm xuất hiện từ trường ở xa hơn $\vec{H}_1$ biến mất làm xuất hiện $\vec{E}_2$ ở điểm 2 trong không gian. Như thế là ban đầu ở O ta có điện trường $\vec{E}$ biến thiên, ngay sau đó ta thấy xuất hiện cả từ trường và điện trường ở không gian xung quanh. *Điện trường và từ trường liên hệ chặt chẽ, chuyển hóa lẫn nhau và lan truyền trong không gian, tạo thành sóng điện từ.* Từ lập luận trên ta cũng còn thấy $\vec{E}$ và $\vec{H}$ luôn vuông góc với nhau và vuông góc với vectơ vận tốc chuyển sóng $\vec{v}$.

2. Hệ phương trình Maxwell

a) Để mô tả trường điện từ một cách định lượng Maxwell đã thiết lập nên hệ các phương trình mang tên ông. Trong §1 và §2, ta đã xét hai phương trình cơ bản của hệ đó. Các phương trình Maxwell được ghép thành hai hệ phương trình trong đó ngoài các phương trình vừa tìm được ở trên, còn có các hệ thức và phương trình về điện từ đã xét ở các chương trước.

b) **Hệ phương trình Maxwell thứ nhất** giúp ta xác định được từ trường do dòng điện và điện trường biến thiên gây ra. Dưới dạng tích phân, hệ này gồm có:

- phương trình Maxwell – Ampère

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{i} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S} \quad (7.16a)$$

- phương trình của định lý Gauss cho điện trường:

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = q \quad (7.16b)$$

(q là điện tích tự do bên trong mặt kín S).

công thức liên hệ giữa $\vec{E}$ và $\vec{D}$:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (7.16c)$$

và công thức của định luật Ohm:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (7.16d)$$

Dạng vi phân của hệ phương trình Maxwell thứ nhất là:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7.17a)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (7.17b)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (7.17c)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (7.17d)$$

b. **Hệ phương trình Maxwell thứ hai** giúp ta xác định được điện trường xoay do từ trường biến thiên gây ra

Dưới dạng tích phân, hệ này bao gồm

– Phương trình Maxwell – Faraday

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (7.18a)$$

phương trình của định lý Gauss cho từ trường,

$$\oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0, \quad (7.18b)$$

và hệ thức giữa cảm ứng từ và cường độ từ trường:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (7.18c)$$

Dạng vi phân của hệ phương trình Maxwell thứ hai là

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (7.19a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (7.19b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \end{array} \right. \quad (7.19c)$$

c) Hệ phương trình Maxwell là hệ phương trình tổng quát của điện từ trường, nó giúp ta xác định được mọi đại lượng vật lý của trường điện từ. Các phương trình của hệ phải được giải đồng thời. Nhờ hệ phương trình Maxwell thứ nhất ta có thể xác định được từ trường do dòng điện và điện trường biến thiên gây ra. Nhờ hệ phương trình thứ hai ta xác định được điện trường xoay do từ trường biến thiên gây nên. Trong các hệ phương trình Maxwell các đại lượng ϵ, μ, σ là những đại lượng đặc trưng cho các tính chất của môi trường

trong đó có trường điện từ. Vì các phương trình trên có chứa những đại lượng phụ thuộc vào thời gian, nên để giải các phương trình đó ta cần biết thêm các điều kiện ban đầu.

Ngoài ra, đối với những môi trường không đồng nhất, khi giải hệ phương trình Maxwell ta phải chú ý đến các điều kiện biên đối với các vectơ $\vec{E}$ và $\vec{D}$ tại mặt phân cách giữa các phần khác nhau của môi trường:

$$D_{1n} = D_{2n}; \quad \frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}; \quad B_{1n} = B_{2n}; \quad \frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (7.20)$$

3. Giá trị của thuyết Maxwell

Thuyết Maxwell về điện từ trường có vai trò rất quan trọng trong sự phát triển của điện từ học. Trước Maxwell các hiểu biết của loài người về các hiện tượng điện và từ còn rời rạc, chưa được tập hợp và tổng quát hoá. Ngay đến khoảng năm 1820 người ta vẫn còn quan niệm rằng điện và từ là hai hiện tượng khác nhau, không có liên hệ gì với nhau. Maxwell đã phát triển những ý kiến của Faraday về hiện tượng điện từ một cách sâu sắc và đã dùng công cụ toán học để xây dựng nên lí thuyết định lượng. Mối liên hệ chặt chẽ giữa điện trường và từ trường đã được xây dựng trên cơ sở lí thuyết chắc chắn và hiệu chỉnh bằng các phương trình Maxwell. Vì vậy thuyết Maxwell là một bước phát triển mới, hoàn thiện những hiểu biết của con người về điện và từ. Nó đưa ra khái niệm về điện từ trường, bao gồm điện trường và từ trường, có liên hệ chặt chẽ và chuyển hoá lẫn nhau.

Các phương trình Maxwell bao gồm mọi định luật cơ bản của điện trường và từ trường, do đó chúng là những phương trình cơ bản, tổng quát của trường điện từ (trong các môi trường dừng yên).

Thuyết Maxwell không những giải thích được các hiện tượng đã biết, mà còn tiên đoán được nhiều hiện tượng mới, quan trọng, đặc biệt là tiên đoán được sự tồn tại của sóng điện từ, tức là trường điện từ biến thiên tuần hoàn, truyền trong không gian với vận tốc xác định.

Việc nghiên cứu bằng lí thuyết các tính chất của sóng điện từ

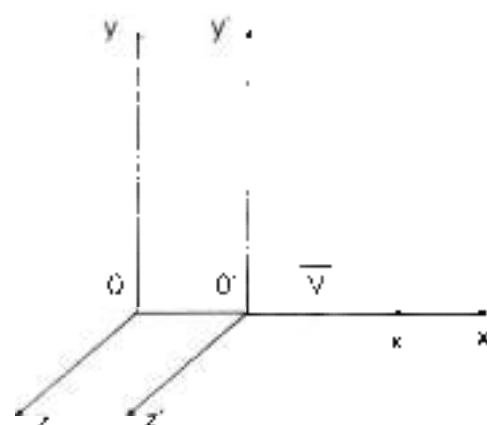
đã đưa Maxwell đến việc xây dựng thuyết điện từ về ánh sáng, theo đó ánh sáng là một loại sóng điện từ. Nhưng nghiên cứu thực nghiệm sau đó (như thí nghiệm của Hertz, Popov v.v...) đã xác minh sự tồn tại của sóng điện từ. Nhiều thí nghiệm về quang học đã chứng minh sự đúng đắn của thuyết điện từ về ánh sáng.

§4. TÍNH TƯƠNG ĐỐI CỦA TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

Ở trên ta đã xét sự chuyển hoá tương hỗ giữa điện trường và từ trường gây nên bởi sự biến thiên theo thời gian của điện trường và từ trường trong môi trường đứng yên. Các hiện tượng tương tự cũng được phát hiện khi xét điện trường và từ trường trong các hệ quy chiếu quán tính chuyển động đối với nhau (trong môi trường chuyển động).

Như 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 (xem Giáo trình Cơ học). Dưới đây 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.

1) Để khảo sát vấn đề này, 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 7.7 sao cho hai trục Ox và $O'x'$ trùng phương chiều với nhau, còn các trục Oy và $O'y'$, Oz và



Hình 7.7

O' thì 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 .

Ta đã biết điện tích đứng yên tạo ra điện trường, còn điện tích chuyển động thì vừa tạo ra điện trường, vừa tạo 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 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 tạo ra, nhưng khi đứng trong hệ O ta lại quan sát được cả điện trường và từ trường do nó tạo ra. 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 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 thuyết tương đối cho ta các công thức biến đổi các thành phần của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}$ và vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ từ hệ quy chiếu O' sang hệ quy chiếu O như sau:

$$E_x = E'_x; \quad E_y = \frac{E'_y + VB'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad E_z = \frac{E'_z - VB'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad (7.21)$$

$$B_x = B'_x; \quad B_y = \frac{B'_y - \frac{V}{c^2} E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad B_z = \frac{B'_z + \frac{V}{c^2} E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (7.22)$$

Các công thức này được gọi là các công thức biến đổi Lorentz 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 từ hệ O sang hệ O' , ta chỉ việc hoán vị các thành phần tương ứng không có dấu phẩy với nhau và đổi V thành $-V$. Các công thức (7.21), (7.22) thể hiện tính tương đối của trường điện từ.

2) Theo các công thức (7.21) và (7.22) ta thấy rằng:

a) Các thành phần của vectơ cường độ điện trường và cảm ứng từ có tính tương đối, nghĩa là các giá trị của chúng trong những hệ quy chiếu quán tính khác nhau thì khác nhau;

b) 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 $\vec{B}' = 0$ còn $\vec{E}' \neq 0$, thì từ (7.21) và (7.22), 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:

$$E_x = E'_x; \quad E_y = \frac{E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad E_z = \frac{E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad (7.23)$$

$$B_x = 0; \quad B_y = \frac{-\frac{V}{c^2} E'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad B_z = \frac{\frac{V}{c^2} E'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (7.24)$$

Còn nếu trong hệ quy chiếu O' trường điện từ chỉ tồn tại dưới dạng từ trường, nghĩa là nếu $\vec{B}' \neq 0$ còn $\vec{E}' = 0$ 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:

$$E_x = 0; \quad E_y = \frac{VB'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad E_z = \frac{-VB'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad (7.25)$$

$$B_x = B'_x; \quad B_y = \frac{B'_y}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad B_z = \frac{B'_z}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \quad (7.26)$$

3) Trong trường hợp $V \ll c$, ta có thể bỏ qua $\frac{V^2}{c^2}$ ở dưới mẫu số của các công thức (7.21) và (7.22). Khi ấy, ta có các công thức biến đổi Lorentz trong phép gần đúng phi tương đối tính như sau:

$$\begin{aligned} E_x &= E'_x, E_y = E'_y + VB'_z, E_z = E'_z - VB'_y, \\ B_x &= B'_x, B_y = B'_y - \frac{V}{c^2} E'_z, B_z = B'_z + \frac{V}{c^2} E'_y, \end{aligned} \quad (7.27)$$

hay, dưới dạng vectơ,

$$\vec{E} = \vec{E}' - \vec{V} \times \vec{B}' \quad (7.28)$$

$$\vec{B} = \vec{B}' + \frac{1}{c^2} \vec{V} \times \vec{E}' \quad (7.29)$$

Theo 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:

$$\vec{E} = \vec{E}' \quad \text{và} \quad \vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{V} \times \vec{E}' \quad (7.30)$$

Từ đó, suy ra:

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{V} \times \vec{E} \quad (7.31)$$

nghĩa là trong hệ O , các vectơ 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 7-7 thuộc trường hợp này.

Còn 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:

$$\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B}' \quad \text{và} \quad \vec{B} = \vec{B}' \quad (7.32)$$

Từ đó suy ra:

$$\vec{E} = -\vec{V} \times \vec{B} \quad (7.33)$$

nghĩa là trong hệ O , hai vectơ $\vec{E}$ và $\vec{B}$ mà ta quan sát được cũng vuông góc với nhau.

Hai công thức (7.31) và (7.33) vừa thu được còn có ý nghĩa ngược lại, nghĩa 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 vectơ $\vec{E}$ 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 $E < Bc$). Các kết quả đó nói lên rằng, các trường hợp chỉ có điện trường tĩnh $\vec{E}$, hoặc từ trường $\vec{B}$, mà ta xét ở chương I và chương IV, chỉ là trường hợp đặc biệt của trường điện từ ma thôi.

BÀI TẬP CHƯƠNG VII

- VII.1. Trong một môi trường dẫn điện trường điện từ biến đổi tuần hoàn theo thời gian với tần số $f = \frac{10^8}{2\pi}$ Hz. Tìm quan hệ giữa dòng điện dịch với dòng điện dẫn nếu môi trường có điện dẫn suất σ . Xét trường hợp $\sigma = 1,5 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (kim loại).
- VII.2. Trong một thể tích không gian hữu hạn có vectơ cảm ứng từ $\vec{B}$ // với các thành phần $B_x = 0$, $B_y = 0$, $B_z = B_0 + ax$, trong đó a , B_0 là hằng số và lượng ax luôn luôn nhỏ so với B_0 . Hãy chứng minh rằng trong thể tích đó không có điện trường và dòng điện thì từ trường ấy không thỏa mãn phương trình Maxwell.
- VII.3. Trường điện từ chuẩn dừng là trường biến đổi "đủ chậm" theo thời gian. Đối với môi trường dẫn ($\sigma \approx 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$), điều đó có nghĩa là dòng điện dịch trong môi trường là rất nhỏ so với dòng điện dẫn ($i_d, i_{\text{max}} \ll i_l, i_{\text{max}}$). Tìm điều kiện về tần số biến đổi của trường đó.
- VII.4. Tính giá trị cực đại của dòng điện dịch xuất hiện trong dây đồng ($\sigma = 6 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$) khi có dòng điện xoay chiều $i = 2 \sin(200\pi t)$ (A) chạy qua dây. Biết tiết diện ngang của dây là $0,5 \text{ mm}^2$.
- VII.5. Khi phóng dòng điện cao tần vào một thanh natri có điện dẫn

suất $0,23.10^3 \Omega^{-1}$ dòng điện dẫn cực đại có giá trị gấp khoảng 40 triệu lần dòng điện dịch cực đại. Xác định chu kỳ biến đổi của dòng điện.

VII.6. Một tụ điện có lớp điện môi với hằng số điện môi $\epsilon = 6$ được mắc vào một hiệu điện thế xoay chiều $u = 300 \sin(200\pi t)$ (V). Tìm giá trị của mật độ dòng điện dịch, biết rằng hai bản tụ điện cách nhau 0,4 cm

VII.7. Điện trường trong một tụ điện phẳng biến đổi theo quy luật $E = 200 \sin(100\pi t)$ (V/cm). Khoảng cách giữa hai bản tụ là 2mm, điện dung của tụ là 2000pF. Tìm giá trị cực đại của dòng điện dịch.

VII.8. Xác định mật độ dòng điện trong một tụ điện phẳng khi hai bản dịch chuyển song song với nhau và ra xa với vận tốc tương đối u , nếu:

a) Điện tích trên mỗi bản không đổi,

b) Hiệu điện thế giữa hai bản không đổi.

Cho biết khoảng cách giữa hai bản trong khi dịch chuyển rất nhỏ so với kích thước của bản.

VII.9. Cho một trường điện từ biến thiên trong chân không với các vectơ cường độ trường $\vec{E}(0, 0, E)$ và $\vec{H}(H, 0, 0)$, trong đó $H = H_0 \cos(t - ay)$, với $a = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \omega}$.

Chứng minh rằng, giữa các vectơ cường độ trường có mối quan hệ $\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} |E| = \sqrt{\mu_0 \mu} |H|$, và mật độ năng lượng của trường điện từ có dạng $w = aEH$.

DÁP SỐ CÁC BÀI TẬP CHƯƠNG VII

$$\text{VII.1.} \quad \frac{|\vec{I}_d|_{\max}}{|\vec{I}|_{\max}} = \frac{\epsilon \epsilon_0 \omega}{\sigma} ; \approx 5,9.10^{-11} \text{ (I)}$$

$$\text{VII.3. } f < \frac{10^{18}}{2\pi} \text{ Hz.}$$

$$\text{VII.4. } |i_d|_{\max} \approx 3,7 \cdot 10^{-10} \text{ A/m}^2.$$

$$\text{VII.5. } T = 10^{-10} \text{ s.}$$

$$\text{VII.6. } i_d \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \sin(200\pi t) \text{ (A/m}^2\text{)}$$

$$\text{VII.7. } 0,025 \text{ A.}$$

$$\text{VII.8. a) } i_d = 0 \quad , \quad \text{b) } i_d = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon U}{d^2}$$

VII.9. Hướng dẫn. Dựa vào phương trình

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{c\vec{D}}{c^2} \quad (\text{vì } j = 0, \rho = 0) \text{ và } \vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}.$$

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. **Vũ Thanh Khiết, Nguyễn Thế Khôi, Vũ Ngọc Hồng,**
Giao trình Điện đại cương (2 tập), Nxb. Giáo dục, 1982.
2. **Nguyễn Hữu Xý, Nguyễn Khang Cường,**
Điện học, Nxb. Đại học, 1985.
3. **Vũ Thanh Khiết, Nguyễn Phúc Thuận,**
Điện học, Nxb. Giáo dục, 1993.
4. **Leonard Eyges,**
The classical electromagnetic field, Addison - Wesley, 1982.
5. **Lương Duyên Bình, Dư Trí Công, Nguyễn Hữu Hổ,**
Vật lý đại cương, tập 2, Nxb. Giáo dục, 1994.
6. **Davit Halliday, Robert Resnich, Jearl walker,**
Cơ sở vật lý, tập 4 và 5, Nxb. Giáo dục, 1997.
7. **A.Kastler, P.Fleury, J.P.Mathieu,**
Dictionnaire de Physique, Masson - Eyrolles, 1991

MỤC LỤC

	<i>Trang</i>
Lời nói đầu	3
Chương I	
TÍNH ĐIỆN HỌC	
§1. Mở đầu	5
§2. Điện tích. Tương tác giữa các điện tích	6
§3. Điện trường	17
§4. Điện thế, hiệu điện thế	38
§5. Điện môi trong điện trường	58
§6. Vật dẫn cân bằng tĩnh điện	88
§7. Tu điện	103
§8. Năng lượng điện trường	110
§9. Bài toán cơ bản và phương trình cơ bản của tĩnh điện học. Phương pháp ảnh điện	114
<i>Bài tập chương I</i>	127
<i>Đáp số bài tập chương I</i>	134
Chương II	
DÒNG ĐIỆN KHÔNG ĐỔI	
§1. Dòng điện	139
§2. Định luật Ohm cho đoạn mạch đồng chất. Điện trở	145
§3. Nguồn điện. Định luật Ohm tổng quát	150
§4. Định luật Joule. Công và công suất điện	155
§5. Phương pháp Kirchhoff	160
§6. Các dụng cụ đo điện	165
<i>Bài tập chương II</i>	170
<i>Đáp số các bài tập chương II</i>	175
Chương III	
DÒNG ĐIỆN TRONG CÁC MÔI TRƯỜNG	
§1. Thuyết electron cổ điển về kim loại	178

§2. Hiện tượng điện ở chỗ tiếp xúc giữa các kim loại	184
§3. Các hiện tượng nhiệt điện	191
§4. Quan niệm hiện đại về tính chất điện của vật rắn. Chất bán dẫn điện	196
§5. Dòng điện trong chất điện phân	212
§6. Dòng điện trong chân không	230
§7. Dòng điện trong chất khí	236
§8. Chất siêu dẫn điện	267
<i>Bài tập chương III</i>	272
<i>Đáp số bài tập chương III</i>	274

Chương IV

TỪ TRƯỜNG TRONG CHÂN KHÔNG

§1. Tương tác từ của dòng điện. Lực tương tác giữa hai dòng điện	276
§2. Từ trường của dòng điện. Định luật Biot - Savart	281
§3. Từ trường của điện tích chuyển động	293
§4. Định lí Gauss đối với từ trường trong chân không	294
§5. Định lí Ampère về lưu số của vectơ cảm ứng từ	300
§6. Tác dụng của từ trường lên dòng điện	307
§7. Công của lực từ	314
§8. Lực Lorentz	318
§9. Chuyển động của hạt mang điện trong điện trường và từ trường	320
§10. Hiệu ứng Hall	339
<i>Bài tập chương IV</i>	341
<i>Đáp số bài tập chương IV</i>	346

Chương V

TÍNH TÍNH CỦA CÁC CHẤT. TỪ TRƯỜNG TRONG VẬT CHẤT

§1. Sự từ hóa các chất	348
§2. Giả thuyết Ampère. Bản chất dòng điện phân tử. Hiệu ứng nghịch từ	349

§3. Giải thích sự từ hóa của các chất thuận từ và nghịch từ	356
§4. Vectơ đô từ hóa. Từ trường tổng hợp trong vật chất	359
§5. Sắt từ	365
§6. Định luật cơ bản về từ trường trong môi trường vật chất	376
§7. Từ trường tại mặt phân cách hai môi trường. Sự khúc xạ của đường cảm ứng từ	380
§8. Từ tính của Trái Đất và các thiên thể	383
§9. Mạch từ	385
<i>Bài tập chương V</i>	391
<i>Đáp số bài tập chương V</i>	394

Chương VI CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ

§1. Hiện tượng cảm ứng điện từ	396
§2. Hiện tượng tự cảm	404
§3. Hồ cảm	410
§4. Một số ứng dụng của hiện tượng cảm ứng điện từ	413
§5. Dòng điện Foucault. Hiệu ứng bề mặt	416
§6. Năng lượng từ trường	420
<i>Bài tập chương VI</i>	428
<i>Đáp số bài tập chương VI</i>	434

Chương VII TRƯỜNG ĐIỆN TỪ

§1. Điện trường xoáy. Phương trình Maxwell - Faraday	437
§2. Dòng điện dịch. Phương trình Maxwell - Ampère	442
§3. Trường điện từ, hệ phương trình Maxwell	448
§4. Tính tương đối của trường điện từ	453
<i>Bài tập chương VII</i>	458
<i>Đáp số bài tập chương VII</i>	459
Mục lục tham khảo	460

Chịu trách nhiệm xuất bản:
Giám đốc **NGÔ TRẦN ÁI**
Tổng biên tập **VŨ DƯƠNG THUY**

Chịu trách nhiệm nội dung:
Hiệu trưởng Trường ĐHSP Hà Nội
ĐINH QUANG BẢO

Hội đồng thẩm định:
GS. TS. NGUYỄN HỮU MÌNH
PGS. TS. PHẠM QUÝ TƯ
TSKH. NGUYỄN THẾ KHÔI

Biên tập:
LÊ HÙNG
ĐINH QUANG HÙNG

Sửa bản in và trình bày bìa:
ĐINH QUANG HÙNG

ĐIỆN HỌC

In 2000 cuốn khổ 19^{cm} × 27^{cm} tại Xưởng in ĐHSP Hà Nội
Giấy phép xuất bản số: 82/CXB-377, ký ngày 15/01/2001.
In xong và nộp lưu chiểu quý IV năm 2001.