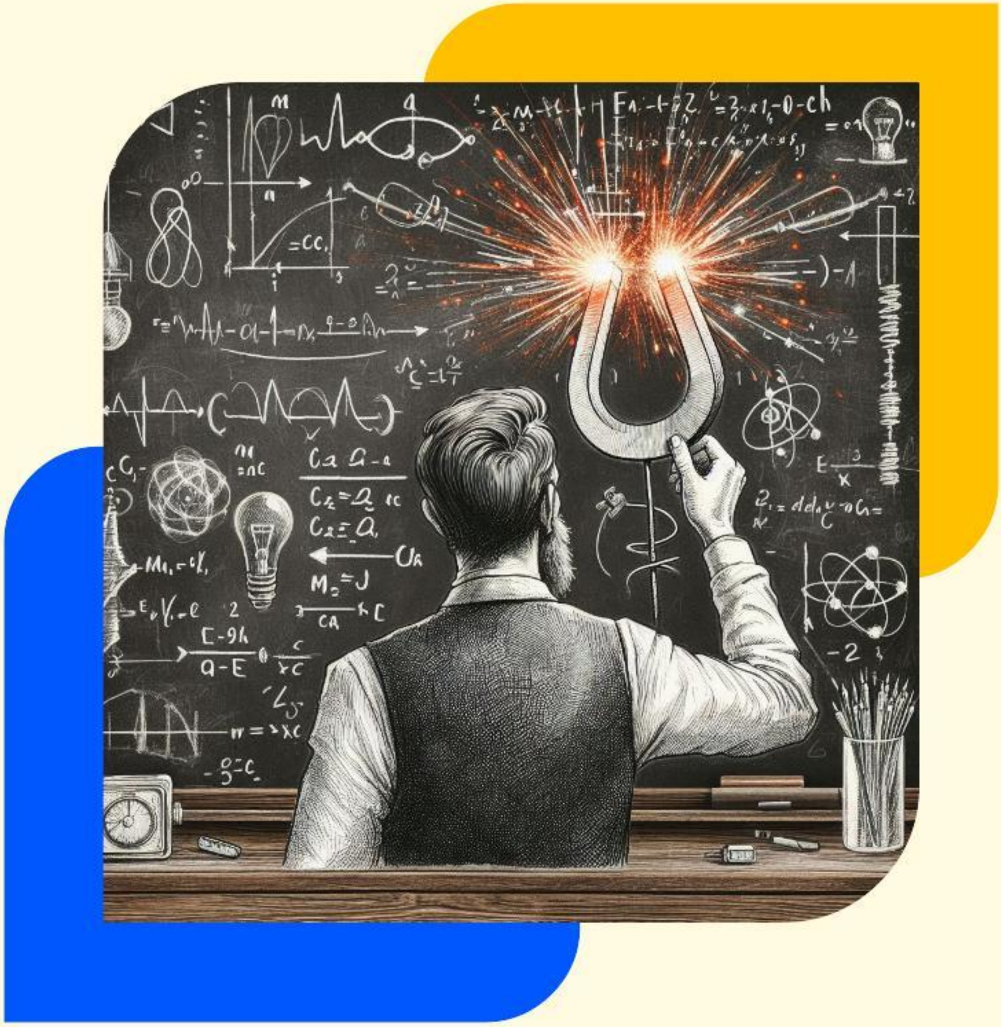


CHƯƠNG 2

TRƯỜNG ĐIỆN TỪ - SÓNG ĐIỆN TỪ

Bài đọc

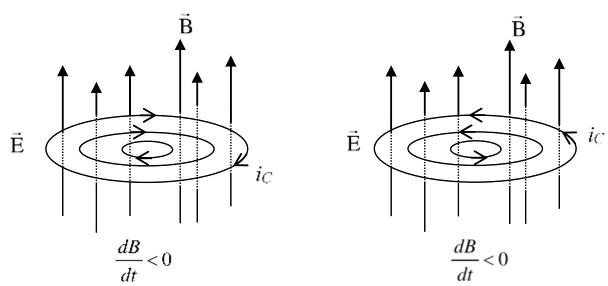
NỘI DUNG

Ta đã biết, điện tích đứng yên gây ra trường tĩnh điện và dòng điện không đổi gây ra từ trường không đổi. Hai loại trường này tách biệt nhau. Nghiên cứu bản chất của điện trường và từ trường, Maxwell nhận thấy, giữa các điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian có một mối liên hệ sâu sắc: khác với điện trường và từ trường không đổi, điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian không tách biệt nhau, mà có thể chuyển hóa cho nhau. Từ đó, Maxwell đúc kết được hai luận điểm cơ bản làm nền tảng cho môn điện động lực học cổ điển.

1. LUẬN ĐIỂM MAXWELL THỨ NHẤT. ĐIỆN TRƯỜNG XOÁY

1.1. Phát biểu luận điểm thứ nhất.

Như đã biết, khi đặt một vòng dây dẫn kín vào trong từ trường $\vec{B}$ biến thiên, thì trong vòng dây dẫn sẽ xuất hiện một dòng điện cảm ứng, có chiều tuân theo định luật Lenz (Hình 2.1). Dòng điện xuất hiện chứng tỏ trong dây dẫn có các điện tích dịch chuyển theo quĩ đạo kín dưới tác dụng của một lực nào đó. Dòng điện cảm ứng mang năng lượng, như vậy lực tác dụng nói trên không phải là lực tĩnh điện, vì đường sức của lực tĩnh điện là hở và công của lực tĩnh điện khi dịch chuyển hạt điện theo đường cong kín bằng không, do đó không thể tạo ra dòng điện được.



Hình 2.1 Từ trường $\vec{B}$ biến thiên làm xuất hiện điện trường xoáy $\vec{E}$. Chiều của $\vec{E}$ trùng với chiều của dòng điện cảm ứng.

Qua phân tích nhiều hiện tượng thực nghiệm, Maxwell đi đến kết luận: dòng điện cảm ứng xuất hiện gây bởi các điện tích dịch chuyển theo một đường cong kín dưới tác dụng của một điện trường lạ (phi tĩnh điện) $\vec{E}$ có đường sức khép kín. Điện trường này gọi là điện trường xoáy (chữ "xoáy" là do vectơ cường độ $\vec{E}$ luôn tiếp tuyến với những đường sức khép kín cho hình ảnh của xoáy nước hay xoáy lốc). Theo Maxwell, nguyên nhân xuất hiện điện trường xoáy nói trên là do có từ trường $\vec{B}$ biến thiên, còn dây dẫn chỉ giữ vai trò thứ yếu là cung cấp các hạt điện tích tự do. Nó chỉ là phương tiện để phát hiện ra điện trường xoáy (Hình 2.1). Từ đó, ông đi tới phát biểu luận điểm 1.

"Mọi từ trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện điện trường xoáy".

Điện trường xoáy rõ ràng không phải là trường tĩnh điện, nó là một điện trường biến thiên theo *t*.

1.2. Phương trình Maxwell – Faraday.

Luận điểm thứ nhất Maxwell có thể biểu diễn dưới dạng định lượng bằng một phương trình gọi là phương trình Maxwell – Faraday. Xét một mạch dẫn kín (C) đặt trong từ trường $\vec{B}$ biến thiên. Suất điện động cảm ứng $\varepsilon_{cứ}$ xuất hiện trong mạch được xác định bằng:

$$\varepsilon_{cứ} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt}\int_S \vec{B}.d\vec{S} \qquad (2.1)$$

trong đó $\int_S \vec{B}.d\vec{S} = \phi$ là từ thông gửi qua diện tích *S* giới hạn bằng đường cong kín (C). Mặt khác, theo biểu thức (1.1) cho suất điện động, ta viết được:

$$\varepsilon_{cứ} = \oint_{(C)} \vec{E}.d\vec{l} \qquad (2.2)$$

trong đó $\vec{E}$ là cường độ điện trường xoáy xuất hiện trong mạch. Kết hợp (2.1) và (2.2) ta viết được:

$$\oint_{(C)} \vec{E}.d\vec{l} = -\frac{d}{dt}\int \vec{B}.d\vec{S} \qquad (2.3)$$

Từ trường nói chung phụ thuộc cả vào không gian và thời gian, nhưng chỉ có từ trường biến thiên theo *t* mới sinh ra điện trường xoáy $\vec{E}$. Do đó, trong (1.3) dấu d/dt được thay thế bằng đạo hàm riêng phần theo thời gian $\partial/\partial t$. Ta có:

$$\oint_{(C)} \vec{E}.d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}.d\vec{S} \qquad (2.4)$$

Mặt S lấy tích phân tựa trên đường cong (*C*). Biểu thức (2.4) là phương trình Maxwell – Faraday. Nó biểu diễn luận điểm thứ nhất của Maxwell về mặt định lượng.

2. LUẬN ĐIỂM MAXWELL THỨ HAI. DÒNG ĐIỆN DỊCH.

2.1. Phát biểu luận điểm thứ hai.

Theo luận điểm Maxwell thứ nhất, mọi từ trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện một điện trường biến thiên. Nhưng ngược lại, mọi điện trường biến thiên có làm xuất hiện một từ trường biến thiên không? Để trả lời câu hỏi này, ta tưởng tượng có một mạch điện gồm: nguồn điện một chiều mắc nối tiếp với một tụ điện C chứa đầy điện môi và một bóng đèn Đ. Thực nghiệm chứng tỏ bóng đèn Đ không sáng. Điều đó cũng dễ hiểu, vì khi đó mạch bị hở; dòng điện không chạy qua đươc chất điện môi ở giữa hai bản của tụ điện.

Hiện tượng xảy ra sẽ khác đi, khi thay nguồn điện một chiều bằng một nguồn điện xoay chiều. Trong trường hợp này, đèn cháy sáng. Như vậy, mạch điện đã được khép kín. Nhưng trong chất điện môi giữa hai bản tụ điện không có các điện tích tự do.

Vậy mạch điện đã được khép kín như thế nào? Phân tích kỹ thí nghiệm, Maxwell nhận thấy chỉ có sự biến thiên điện tích ở trên hai bản của tụ điện, do đó ở giữa hai bản của tụ điện có xuất hiện một điện trường biến thiên theo thời gian. Theo quan điểm của Maxwell, *bất kỳ một dòng điện nào cũng đều phải khép kín*. Ông cho dòng điện xoay chiều đã được khép kín ở giữa hai bản tụ điện bằng điện trường biến thiên $\vec{D}$ xuất hiện ở giữa hai bản tụ đó, và coi rằng điện trường biến thiên này làm xuất hiện một dòng điện, gọi là *dòng điện dịch* để khép kín mạch.

Theo Maxwell, khác với dòng điện dẫn (dòng các điện tích chuyển động có hướng), dòng điện dịch không gây ra hiệu ứng Joule – Lenz và không chịu tác dụng của từ trường ngoài.

Nhưng cũng theo Maxwell, dòng điện dịch giống dòng điện dẫn ở chỗ nó gây ra từ trường. Nhiều thí nghiệm đã xác nhận kết quả này. Từ đó, Maxwell xác nhận luận điểm thứ hai:

“*Mọi điện trường biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện một từ trường biến thiên*”.

2.2. Biểu thức của mật độ dòng điện dịch.

Dưới đây, ta thiết lập biểu thức định lượng của mật độ dòng điện dịch.

Gọi $\vec{D}$ là vectơ cảm ứng điện trong chất điện môi giữa hai bản tụ điện, σ là mật độ điện trên các bản tụ. Theo công thức đã biết:

$$D = \sigma \tag{2.5}$$

Lấy đạo hàm theo t hai vế của biểu thức trên, ta được:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \tag{2.6}$$

Gọi q và S lần lượt là điện tích và diện tích của mỗi bản tụ, ta viết được:

$$\sigma = \frac{q}{S} \tag{2.7}$$

Thay biểu thức (2.7) vào biểu thức (2.6) ta được:

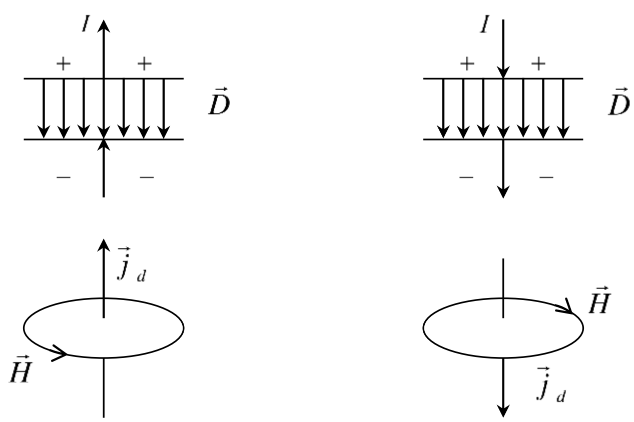
$$\frac{dD}{dt} = \frac{1}{S}\frac{dq}{dt} \qquad (2.8)$$

Ta nhận thấy vế phải của (2.8) có thứ nguyên của mật độ dòng điện. Đó chính là mật độ dòng điện dịch mà Maxwell đã giải thích ở trên. Ký hiệu dòng điện dịch là $\vec{j}_{dịch}$, ta có:

$$\vec{j}_{dịch} = \frac{d\vec{D}}{dt} \qquad (2.9)$$

Trong trường hợp tổng quát, điện trường $\vec{D}$ phụ thuộc cả vào không gian và thời gian. Nhưng chỉ có điện trường biến thiên theo thời gian mới gây ra từ trường, do đó trong biểu thức (2.9) ta thay đổi d/dt bằng $\partial/\partial t$ và biểu thức mật độ dòng điện dịch bây giờ có dạng:

$$\vec{j}_{dịch} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (2.10)$$



Hình 2.2. (Bên trái) Tụ điện phóng điện $\frac{\partial D}{dt} < 0$; (Bên phải) Tụ điện nạp điện $\frac{\partial D}{dt} > 0$

Cần chú ý rằng, dòng điện dịch được xác định bằng đạo hàm theo thời gian của $\vec{D}$ chứ không phải của chính vectơ $\vec{D}$. Do đó, nếu điện trường $\vec{D}$ tăng theo t thì $\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} > 0$, trong trường hợp này $\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$ cùng chiều với $\vec{D}$. Nếu điện trường $\vec{D}$ giảm theo t thì $\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} < 0$ và $\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}$ có chiều ngược với chiều $\vec{D}$.

Từ hình vẽ 2.2 (bên trái), ta thấy vecto $\vec{D}$ luôn hướng từ bản trên tích điện dương xuống bản dưới tích điện âm, nếu tụ phóng điện, điện tích hai bên bản giảm $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} < 0$, do đó, $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ ngược chiều với $\vec{D}$, nghĩa là $\vec{j}_{dịch} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ hướng lên trên cùng chiều với dòng điện dẫn *i* ở trong dây dẫn. Khi tụ điện được nạp điện (Hình 2.2 bên phải), điện tích trên của các bản tăng, $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} > 0$ do đó, $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ cùng chiều với $\vec{D}$ và $\vec{j}_{dịch} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ hướng xuống dưới cùng chiều với chiều của dòng điện dẫn. Tóm lại, trong cả hai trường hợp dòng điện dịch giữa hai bản luôn cùng chiều với dòng điện dẫn ở trong dây dẫn. Cũng dễ chứng minh được rằng, mật độ của dòng điện dẫn trên các bản tụ cũng luôn luôn bằng mật độ dòng điện dịch. Thực vậy, đã biết:

$$j_{dẫn} = \frac{i}{S} \tag{2.11}$$

trong đó S là diện tích của bản. Thay $i = \frac{dq}{dt}$ vào (1.11), ta được:

$$J_{dẫn} = \frac{1}{S}\frac{dq}{dt} \tag{2.12}$$

So sánh các biểu thức (1.12), (1.8), (1.9) ta viết được trên bản tụ:

$$j_{dịch} = j_{dẫn} \tag{2.13}$$

Qua các phân tích trên, ta nhận thấy dòng điện dịch ở hai bản đã nối tiếp dòng điện dẫn để tạo thành mạch điện kín, phù hợp với luận điểm của Maxwell.

Dưới đây, ta hãy tìm thêm ý nghĩa của dòng điện dịch. Trước hết, dòng điện dịch không phải là một khái niệm đơn thuần tùy hình thức, nó có một ý nghĩa vật lý. Thực vậy, trong điện môi ta có:

$$\vec{D} = \varepsilon_0.\vec{E} + \vec{P}_e$$

thay $\vec{D}$ rút từ công thức trên vào biểu thức (2.10), ta được:

$$\vec{j}_{dịch} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \tag{2.14}$$

Số hạng $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ biểu thị mật độ dòng điện gây ra bởi *sự dịch chuyển* và *sự quay định hướng* của các mômen lưỡng cực điện trong chất điện môi dưới tác dụng của điện trường biến thiên. Số hạng đó giải thích nguồn gốc tên gọi của dòng điện dịch. Đại lượng $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ được gọi là dòng điện phân cực.

Cần chú ý rằng, dòng điện dịch không phải là dòng điện tích tự do chuyển động có hướng như trong trường hợp của dòng điện dẫn, mà ta đã quen thuộc trước đây. Các điện tích trong dòng điện phân cực là những điện tích liên kết xuất hiện trong chất điện môi khi có điện trường ngoài biến thiên.

Trong quá trình phân cực, điện trường có tốn năng lượng để thắng công của lực tương tác, tương tự như ở lực ma sát ở giữa các mômen lưỡng cực điện, phần năng lượng này thường được biến thành nhiệt để đốt nóng chất điện môi.

Nhưng cần chú ý rằng, đó không phải là sự tỏa nhiệt Joule – Lenz mà ta đã gặp trong trường hợp dòng điện dẫn.

Nếu không có chất điện môi, thì $\vec{P} = 0$ và $\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = 0$. Khi đó:

$$\vec{j}_{dịch} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2.15}$$

Vậy $\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ chính là mật độ dòng điện dịch trong chân không. Mật độ dòng điện này càng lớn nếu tốc độ biến thiên của điện trường theo thời gian càng lớn.

Tóm lại, dòng điện dịch trong chất điện môi gồm dòng điện dịch trong chân không và dòng điện phân cực. Theo luận điểm thứ hai của Maxwell cả hai dòng điện đó đều gây ra từ trường.

2.3. Phương trình Maxwell – Ampère.

a) Dòng điện toàn phần.

Theo phần trên, ta nhận thấy khi dòng điện biến thiên chạy trong dây dẫn thì trong đó có điện trường biến thiên xuất hiện. Do đó, trong dây dẫn có cả dòng điện dịch và dòng điện dẫn. Theo luận điểm thứ hai của Maxwell, từ trường không chỉ do dòng điện dẫn sinh ra mà còn do dòng điện dịch nữa. Do đó, để tính từ trường người ta đưa vào khái niệm dòng điện toàn phần. Vectơ mật độ toàn phần của dòng điện này bằng tổng vectơ dòng điện dịch và dòng điện dẫn.

Ký hiệu vectơ mật độ đó là: $\vec{j}_{toànphần}$.

Ta có:

$$\vec{j}_{toànphần} = \vec{j}_{dẫn} + \vec{j}_{dịch} \tag{2.16}$$

hay:

$$\vec{j}_{toànphần} = \vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{2.17}$$

Trong môi trường dẫn điện tốt (thí dụ kim loại) và khi tần số biến thiên của điện trường nhỏ thì: $\left|\vec{j}_{dịch}\right| << \left|\vec{j}_{dẫn}\right|$, ta có thể bỏ qua được dòng điện dịch so với dòng điện dẫn. Ngược lại, trong môi trường dẫn điện kém (điện môi) và khi tần số biến thiên của điện trường lớn thì: $\left|\vec{j}_{dẫn}\right| << \left|\vec{j}_{dịch}\right|$. Trong trường hợp này, dòng điện dịch giữ vai trò chủ yếu.

Dựa vào công thức (2.17), ta viết được biểu thức của cường độ dòng điện toàn phần như sau:

$$I_{toànphần} = \int_S \vec{j}_{toànphần}.d\vec{S} = \int_S \left(\vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right).d\vec{S} \qquad (2.18)$$

trong đó S là diện tích của dây dẫn có dòng điện chạy qua.

b) Thiết lập phương trình.

Để thiết lập phương trình Maxwell – Ampère, **chúng ta hãy xét một dòng điện biến thiên chạy trong dây dẫn hình trụ và xét một tiết diện thẳng góc S bất kỳ có chu vi là một đường cong kín *l*.**

Áp dụng định lý Ampère về dòng điện toàn phần, ta có:

$$\oint_l \vec{H}.d\vec{l} = I_{toànphần}$$

Theo $I_{toànphần}$ rút ra từ biểu thức (1.18) vào biểu thức trên, ta viết được:

$$\oint_l \vec{H}.d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right).d\vec{S} \qquad (2.19)$$

Đó là phương trình Maxwell – Ampère. Nó biểu diễn mối liên hệ định lượng giữa từ trường H và các dòng điện dẫn, dòng điện dịch gây ra từ trường đó.

3. TRƯỜNG ĐIỆN TỪ VÀ HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL

3.1. Trường điện từ.

Maxwell đã tìm được mối liên hệ sâu sắc giữa điện trường và từ trường biến thiên theo thời gian. Theo các luận điểm Maxwell, từ trường biến thiên làm xuất hiện điện trường biến thiên và điện trường biến thiên lại sinh ra từ trường biến thiên. Từ trường biến thiên và điện trường biến thiên không tách biệt nhau mà thống nhất lại thành trường điện từ. Trường điện từ là một dạng đặc biệt của vật chất. Nó có mang năng lượng và sau này sang phần cơ học lượng tử ta sẽ thấy, trường điện từ còn mang cả khối lượng và động lượng nữa. Năng lượng trường điện từ bao gồm năng lượng của điện trường và năng lượng của từ trường tạo thành. Hiển nhiên là mật độ năng lượng trường điện từ bằng tổng mật độ năng lượng điện trường và từ trường. Ta viết được:

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_0 \varepsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2\right) \quad (2.20)$$

nhưng

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} \quad ; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (2.21)$$

nên (2.20) được viết lại thành:

$$w = \frac{1}{2}\left(\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H}\right) \quad (2.22)$$

Ta đi tới biểu thức năng lượng cho trường điện từ trong thể tích không gian có trường:

$$W = \int_V w.dv = \int_V \frac{\vec{E}\vec{D} + \vec{B}\vec{H}}{2} dV \quad (2.23)$$

3.2. Hệ các cặp phương trình Maxwell dưới dạng tích phân.

a) ***Cặp thứ nhất:*** gồm (2.24) và (2.25)

$$\boxed{\oint_{(C)} \vec{E}.d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}} \quad (2.24)$$

trong đó mặt S tựa trên đường cong kín (C). Công thức (2.24) nói lên: *mọi từ trường* $\vec{B}$ *biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện một điện trường xoáy* $\vec{E}$.

$$\boxed{\oint_S \vec{B}.d\vec{S} = 0} \quad (2.25)$$

Công thức (2.25) phát biểu: *từ thông gửi qua mặt S kín bất kỳ bằng không*. Nó nói lên từ thông đi vào mặt kín *S* về độ lớn bằng từ thông đi ra khỏi mặt kín đó. Từ thông có tính bảo toàn, phù hợp với tính chất đường sức từ là đường khép kín.

b) ***Cặp thứ hai:*** gồm (2.26) và (2.27)

$$\boxed{\oint_{(C)} \vec{H}.d\vec{l} = -\int_S \left(\vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) \cdot d\vec{S}} \quad (2.26)$$

trong đó mặt *S* tựa trên đường cong kín (C). Công thức (2.26) nói lên: *mọi điện trường* $\vec{D}$ *biến thiên theo thời gian đều làm xuất hiện một từ trường* $\vec{H}$.

$$\boxed{\oint_S \vec{D}.d\vec{S} = \sum q = \int_V \rho.dV} \tag{2.27}$$

trong đó thể tích *V* được bao bởi *S*.

Công thức (2.27) phát biểu: *điện thông gửi qua mặt S kín bất kỳ bằng tổng đại số các điện tích nằm trong mặt kín đó.*

3.3. Hệ cặp phương trình Maxwell dưới dạng vi phân.

a) Các phương trình (2.24) đến (2.27) được viết dưới dạng tích phân, trong đó các đại lượng $\vec{E}, \vec{B}, \vec{D}, \ldots$ lần lượt là vectơ cường độ điện trường xoáy, vectơ cảm ứng từ, vectơ điện cảm … *tại các điểm khác nhau của trường*. Chẳng hạn trong vế trái của phương trình (2.24), $\vec{E}$ là vectơ cường độ điện trường xoáy tại các điểm của đường cong (C) giới hạn mặt *S*, trong khi đó từ từ thông $\int_S \vec{B}.d\vec{S}$ ở vế phải lại phụ thuộc vào các giá trị của *B* tại các điểm trên mặt *S*. Do đó, để tính các đại lượng nói trên tại cùng một điểm của trường, chúng ta cần phải áp dụng phương trình của Maxwell cho những diện tích vô cùng nhỏ. Nói một cách khác, chúng ta phải viết phương trình Maxwell dưới dạng vi phân.

Trước hết, áp dụng định lý Stokes cho vế trái của phương trình (2.24), ta có:

$$\oint_C \vec{E}.d\vec{l} = \int_S rot\vec{E}.d\vec{S} \tag{2.28}$$

trong đó S là diện tích bao bởi đường cong *l*. từ phương trình (2.24) viết được:

$$\int_S rot\vec{E}.d\vec{S} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \tag{2.29}$$

Từ đó suy ra:

$$\boxed{rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}} \tag{2.30}$$

Ta thu được phương trình thứ nhất (2.30) của cặp phương trình Maxwell thứ nhất. Đó là biểu thức toán học nêu lên điện trường $\vec{E}$ có tính chất xoáy.

Áp dụng định lý Ostrogradski – Gauss cho vế trái của phương trình (2.25), ta có:

$$\oint_S \vec{B}.d\vec{S} = \int_V div\vec{B}.dV \tag{2.31}$$

trong đó *V* là thể tích được bao bởi mặt *S*. Dựa vào (2.31), ta viết được:

$$\int_V div\vec{B}.dV = 0 \tag{2.32}$$

Nhưng thể tích V là tùy ý, do đó:

$$\boxed{div\vec{B} = 0} \tag{2.33}$$

Ta thu được phương trình thứ hai (2.33) của cặp phương trình Maxwell thứ nhất.

Đó là một biểu thức toán học nói lên từ trường không có nguồn trong tự nhiên không có từ tích.

b/ Áp dụng định lý Stokes, vế trái của phương trình (2.26) có thể viết thành:

$$\oint_C \vec{H}.d\vec{l} = \int_S rot\vec{H}.d\vec{S}$$
(2.34)

trong đó *S* là mặt giới hạn đường cong kín *C*. Dựa vào phương trình (2.26), ta có:

$$\int_{(S)} rot\vec{H}.d\vec{S} = \int_S \left(\vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right).d\vec{S} \tag{2.35}$$

Từ đó, ta rút ra:

$$\boxed{rot\vec{H} = \vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}} \tag{2.36}$$

Đó là phương trình thứ nhất của cặp phương trình Maxwell thứ hai.

Áp dụng định lý Oxtrogradxki – Gaux cho vế trái của phương trình (2.27), ta có:

$$\oint_S \vec{D}.d\vec{S} = \int_V div\vec{D}.dV \tag{2.37}$$

phương trình (2.37) và (2.27) cho ta:

$$\int_V div\vec{D}.dV = \int_V \rho.dV \tag{2.38}$$

Ta có: $\boxed{div\vec{D} = \rho}$ (2.39)

Ta thu được phương trình thứ hai của cặp phương trình Maxwell thứ hai. Đó là một biểu thức toán học nói lên điện trường có nguồn.

Tóm tắt :

Phương trình	*Dạng vi phân*	*Dạng tích phân*	*Ghi chú*
Định lý Gauss đối với điện trường	$div\vec{D} = \rho$	$\oint_S \vec{D}.d\vec{S} = \sum q = \int_V \rho.dV$	Điện trường là trường cực (có nguồn)
Phương trình Maxwell-Faraday	$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	$\oint_{(C)} \vec{E}.d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$	Hiện tượng cảm ứng điện từ
Định lý Gauss đối với từ trường	$div\vec{B} = 0$	$\oint_S \vec{B}.d\vec{S} = 0$	Từ trường là trường xoáy
Phương trình Maxwell-Ampere	$rot\vec{H} = \vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$	$\oint_{(C)} \vec{H}.d\vec{l} = -\int_S \left(\vec{j}_{dẫn} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$	Tồn tại dòng điện dịch $\vec{j}_{dịch} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

4. SÓNG ĐIỆN TỪ

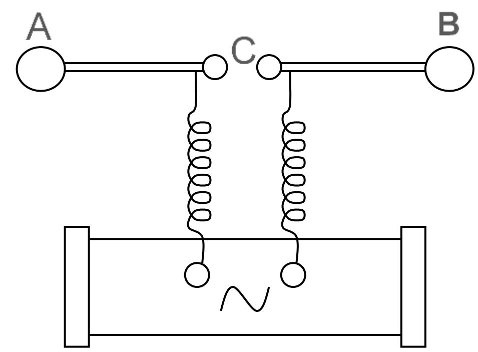
4.1. Sự tạo thành sóng điện từ.

Vào những năm 1887 – 1889, Heirich Hertz đã kiểm tra và xác nhận bằng thực nghiệm lý thuyết điện từ của Maxwell. Ông nhận thấy các sóng điện từ có thể phản xạ, khúc xạ, hội tụ hoàn toàn như Maxwell đã tiên đoán trên cơ sở hệ phương trình trường điện từ của mình từ những năm 1864 – 1873.

Hertz dùng một nguồn điện xoay chiều cao tần nối qua hai ống dây tự cảm đến hai thanh kim loại ở đầu có gắn hai quả cầu kim loại A và B (H 2.3). Điều chỉnh khoảng cách AB để có thể phóng điện qua AB. Như vậy, giữa AB đã xuất hiện một điện trường biến thiên theo thời gian. Nếu dùng các dụng cụ phát hiện, ta sẽ thấy tại mọi điểm trong không gian quanh AB có xuất hiện cả điện trường và từ trường biến thiên theo *t*. Thí nghiệm của Hertz đã xác nhận có trường điện từ biến thiên lan truyền trong không gian. Quá trình này được giải thích dựa vào hai luận điểm của Maxwell.

Giả sử tại một điểm nào đó ta tạo ra một điện trường biến thiên theo thời gian t.

Theo luận điểm thứ hai của Maxwell, điện trường biến thiên này sẽ làm xuất hiện các từ trường biến thiên tại các điểm lân cận. Các từ trường biến thiên này, đến lượt mình, lại tạo ra các điện trường biến thiên phù hợp với luận điểm thứ nhất của Maxwell. Cứ như thế, từng cặp $\vec{E}, \vec{B}, \ldots$ hợp nhất tạo thành trường điện từ lan truyền trong không gian dưới dạng sóng, gọi là *sóng điện từ*.



Hình 2.3. Mô hình thí nghiệm Hertz

4.2. Phương trình sóng điện từ.

Ta xét môi trường truyền sóng là chân không hay điện môi. Như vậy, trong môi trường không có điện tích tự do và không có dòng điện $(\rho = 0, j = 0)$, hệ phương trình Maxwell bây giờ trở thành:

$$rot\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (2.40)$$

$$div\vec{B} = 0 \qquad (2.41)$$

$$rot\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (2.42)$$

$$div\vec{D} = 0 \qquad (2.43)$$

Hệ các phương trình trên vẫn có nghiệm, nghĩa là vẫn tồn tại $\vec{B}$ và $\vec{D}$ ngay khi ρ và j bằng không. Nói cách khác, trường điện tư vẫn tồn tại không cần có dòng điện và điện tích duy trì nó. Trường điện từ lan truyền trong chân không tạo thành sóng điện từ. Trường điện từ là một dạng đặc biệt của vật chất. Nó có mang năng lượng, và ta đã thu được năng lượng đó trong sóng điện từ. Như vậy, năng lượng điện từ định xứ ở trong trường, chứ không định xứ trên dòng điện hay điện tích gây ra trường đó.

Để tìm phương trình của sóng điện từ, trước hết ta chú ý rằng các trường $\vec{E}$ và $\vec{B}$ nhất thiết phải là các trường biến thiên, vì nếu không ta phải có: $\partial\vec{B}/\partial t = 0, \partial\vec{D}/\partial t = 0$ và như vậy, các hệ phương trình trên sẽ cho ta các trường không đổi, cụ thể là trường tĩnh điện $\vec{D}$ và từ trường không đổi $\vec{H}$. Nhưng $\rho = 0$ và $\vec{j} = 0$ nên khi đó các trường này cũng bằng không.

Ta thiết lập phương trình sóng điện từ. Lấy rot hai vế của (2.40) ta được:

$$\mathrm{rot.rot}\vec{\mathrm{E}} = -\mathrm{rot}\frac{\partial \vec{\mathrm{B}}}{\partial \mathrm{t}} = -\frac{\partial}{\partial \mathrm{t}}\mathrm{rot}\vec{\mathrm{B}} \quad (2.44)$$

Từ giải tích vectơ, đã biết: $rot.rot\vec{E} = \nabla.div\vec{E} - \nabla^2\vec{E}$ (2.45)

nhưng (2.43) thì: $div\vec{E} = 0$ (2.46)

Từ (2.42) ta có:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(rot\vec{B}\right) = \mu_0\mu\frac{\partial}{\partial t}rot\vec{H} = \mu_0\mu\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2} = \mu_0\mu\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}$$

Biểu thức (2.44) và (2.46) cho ta:

$$rot.rot\vec{E} = -\nabla^2\vec{E} = -\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.47)$$

Đặt $v^2 = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$ vào (2.47) rồi chuyển về một vế, ta được:

$$\nabla^2\vec{E} - \frac{1}{v^2}\cdot\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.48)$$

Đó là phương trình truyền sóng của điện trường $\vec{E}$ với vận tốc truyền: $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$. Ta thu được phương trình có dạng tương tự cho $\vec{B}$.

$$\nabla^2\vec{B} - \frac{1}{v^2}\cdot\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.49)$$

Phép tính chứng tỏ:

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4\pi.9.10^9}\cdot 4\pi.10^{-7}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{9.10^{16}}}} = 3.10^8\ m/s = c \quad (2.50)$$

Vậy:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (2.51)$$

Trong đó, c là vận tốc ánh sáng trong chân không. Từ đó Maxwell đã tin rằng ánh sáng cũng như sóng điện từ. Trừ các chất sắt từ, còn tất cả các vật liệu đều có μ rất gần đơn vị. Do đó vận tốc truyền sóng điện từ trong các chất điện môi có dạng: $v = \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$.

Đặt $\sqrt{\varepsilon\mu} = n$. Nó được gọi là chiết suất tuyệt đối của môi trường. Vì ε và μ đều không nhỏ hơn đơn vị, do đó: $v \le c$, có nghĩa là vận tốc sóng điện từ trong chân không *(v = c)* có giá trị lớn nhất so với trong các môi trường khác.

4.3. Sóng điện từ đơn sắc phẳng.

Ta xét một trường hợp riêng của các sóng điện từ, trong đó trường chỉ phụ thuộc vào một tọa độ, tọa độ x chẳng hạn (và thời gian). Đó là các sóng phẳng, xuất hiện khi nguồn ở rất xa phát các sóng ở một tần số ω xác định. Các mặt sóng là những mặt phẳng. Trong trường hợp này, các phương trình của trường có dạng:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad (2.52)$$

và:

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0 \qquad (2.53)$$

Nghiệm các phương trình (2.52) và (2.53) có dạng:

$$E = E_m \cos\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) \qquad (2.54)$$

$$B = B_m \cos\omega\left(t - \frac{x}{v}\right) \qquad (2.55)$$

Với giả thiết các trường E_0 và B_0 tại gốc $x=0$ lần lượt có dạng: $E_m \cos\omega t$ và $B_m \cos\omega t$. Các phương trình (2.54) và (2.55) mô tả sóng điện từ đơn sắc phẳng truyền từ trái sang phải. Thay x bằng –x, ta được các phương trình sóng điện từ truyền theo chiều ngược lại.

Ta xét chi tiết thêm về sóng phẳng này. Từ (2.46) ta viết được:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \qquad (2.56)$$

Nhưng ta xét sóng phẳng lan truyền theo chiều x, nên trường không đổi theo y và z, do đó từ (2.66) ta suy ra:

$$\frac{\partial E_x}{x} = 0 \tag{2.57}$$

E_x là thành phần dọc điện trường theo phương x. Như vậy, (2.57) chứng tỏ E_x không phụ thuộc vào x. Ngoài ra, từ (2.42) ta viết được:

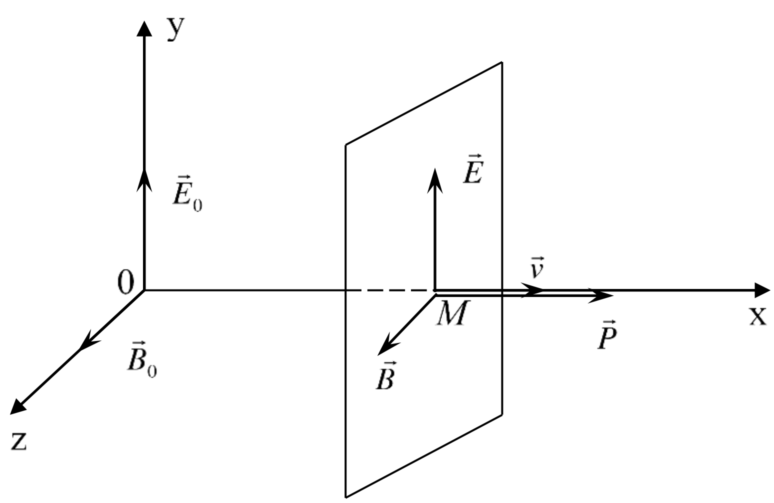
$$\frac{\varepsilon_0 \partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0 \tag{2.58}$$

Vì xét sóng phẳng truyền theo phương x, nên từ trường $\vec{H}$ không phụ thuộc vào y và z. Do đó (2.58) cho ta:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = 0 \tag{2.59}$$

Vậy E_x không phụ thuộc vào t, $E_x = const$. Như đã phân tích, ta chỉ xét các trường biến thiên theo t. Do đó, có thể đặt $E_x = 0$. Ta đi tới một kết luận quan trong, vectơ $\vec{E}$ trong sóng điện từ phẳng vuông góc với phương truyền sóng x. Từ biểu thức (2.40) và (2.43), ta cũng đi tới kết luận $\vec{B}$ vuông góc với phương truyền sóng x trong sóng điện từ phẳng. Vậy sóng điện từ phẳng là sóng ngang vì trong đó các vectơ dao động $\vec{E}$ và $\vec{B}$ vuông góc với phương truyền sóng. Gọi $\vec{n}$ là vectơ đơn vị nằm theo phương truyền sóng. Dựa vào phương trình Maxwell, ta chứng minh được:

$$\vec{B} = \frac{1}{c}\left[\vec{n}, \vec{E}\right] \tag{2.60}$$



Hình 2.4. Ba vectơ $\vec{E}, \vec{B}$ và $\vec{n}$ lập thành một tam diện thuận

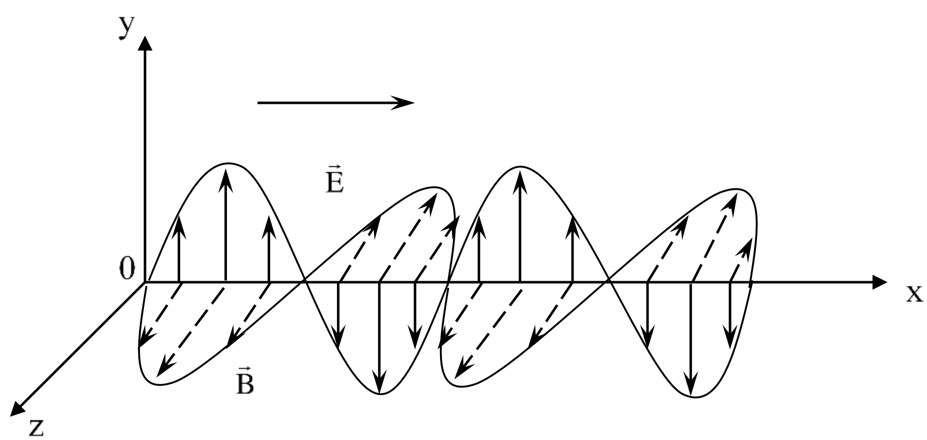
Phương trình (2.60) chứng tỏ sóng điện từ phẳng là sóng ngang, các vectơ dao động $\vec{E}$ và $\vec{B}$ vuông góc với phương truyền sóng, ngoài ra $\vec{E}$ và $\vec{B}$ vuông góc với nhau. Ba vectơ $\vec{E}, \vec{B}$ và $\vec{E}$ lập thành một tam diện thuận (Hình 2.4) và (Hình 2.5).

Cuối cùng phép tính chứng tỏ $\vec{E}$ và $\vec{B}$ luôn luôn dao động cùng pha, trị số của chúng tỷ lệ với nhau:

$$\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\left|\vec{E}\right| = \sqrt{\mu_0\mu}\left|\vec{H}\right| \tag{2.61}$$

trong đó:

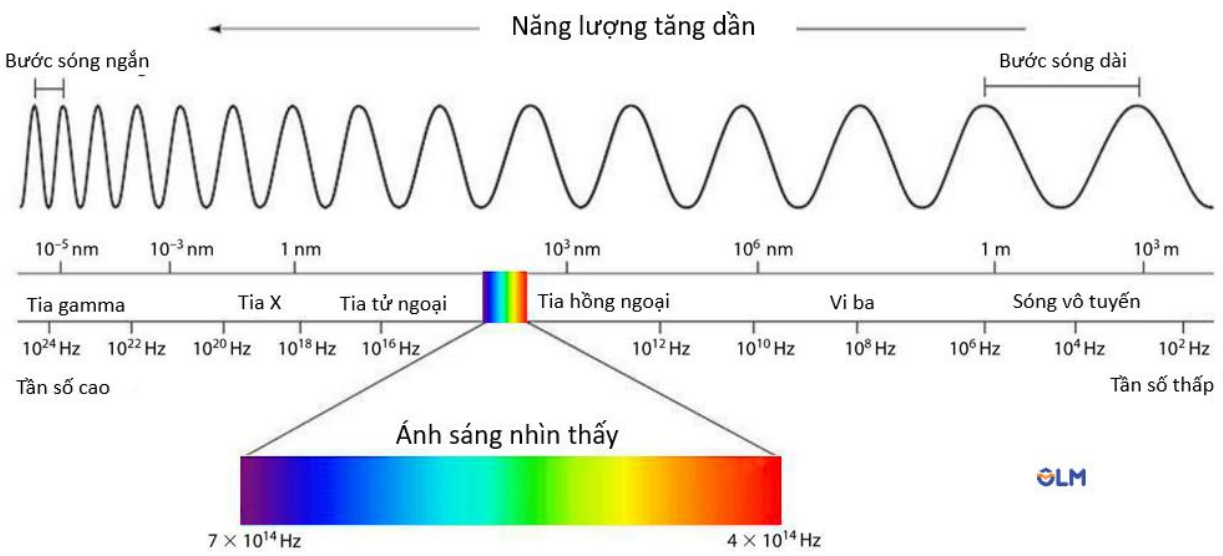
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0\mu}$$



Hình 2.5. Mô hình sóng điện từ phẳng đơn sắc.

Thang sóng điện từ là dải toàn bộ các loại sóng điện từ được phân loại theo bước sóng (trong chân không) hoặc tần số (Hình 2.6). Trong ứng dụng công nghệ, các thành phần chính (xem bước sóng và tần số trong hình 2.6) của thang sóng điện từ bao gồm:

- Sóng Radio (Radio Waves): Ứng dụng trong phát thanh, truyền hình, liên lạc vô tuyến, radar.
- Sóng Vi Ba (Microwaves): Ứng dụng trong lò vi sóng, truyền thông vệ tinh, radar, WiFi.
- Sóng Hồng Ngoại (Infrared Waves): Ứng dụng trong thiết bị nhìn đêm, điều khiển từ xa, cảm biến nhiệt.
- Ánh Sáng khả kiến (Visible Light): Ứng dụng trong các thiết bị quang học nhìn được bằng mắt người.
- Sóng Tử Ngoại (Ultraviolet Waves): Ứng dụng trong khử trùng, phân tích hóa học, có tác động đến da.
- Tia X (X-rays): Ứng dụng chẩn đoán y học (X-quang), kiểm tra an ninh, nghiên cứu cấu trúc vật liệu.
- Tia Gamma (Gamma Rays): Ứng dụng xạ trị, nghiên cứu vật lý hạt nhân, thiên văn học.



Hình 2.6. Thang sóng điện từ (nguồn OLM)

Sóng điện từ đóng vai trò quan trọng trong đa dạng ứng dụng, từ truyền thông, y tế, nghiên cứu khoa học đến công nghiệp và quốc phòng, kể cả nghiên cứu cơ bản giúp con người hiểu sâu hơn về vũ trụ, từ các hiện tượng thiên văn đến cơ chế của các phản ứng hóa học và sinh học.

4.4. Năng lượng và năng thông của sóng điện từ.

Trường điện từ là một dạng đặc biệt của vật chất. Trường có mang năng lượng. Khi trường lan truyền trong không gian dưới dạng sóng điện từ thì năng lượng trường điện từ cũng truyền đi theo sóng, gọi là năng lượng sóng điện từ.

Để đặc trưng cho quá trình truyền năng lượng điện từ trong không gian, người ta đưa ra đại lượng năng thông sóng điện từ, ký hiệu là P. Đó là phần năng lượng sóng điện tư truyền qua một đơn vị diện tích đặt vuông góc với phương truyền sóng trong một đơn vị thời gian. Độ lớn mật độ năng thông P bằng mật độ năng lượng trường điện tư w nhân với vận tốc truyền sóng điện từ v .

$$P = w.\mathrm{v} \qquad (2.62)$$

hay viết dưới dạng vectơ:

$$\vec{\mathrm{P}} = \mathrm{w}.\vec{\mathrm{v}} \qquad (2.63)$$

$\vec{P}$ được gọi là vectơ Umov – Poynting. Mật độ năng lượng trường điện w bằng tổng mật độ năng lượng điện trường $w_E = \dfrac{\varepsilon_0 \varepsilon . E^2}{2}$ và năng lượng từ trường $w_B = \dfrac{\mu_0 \mu . H^2}{2}$, nên ta viết được:

$$w = w_E + w_B = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon . E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu . H^2}{2} \qquad (2.64)$$

Thêm vào đó, đối với môi trường đồng chất và đẳng hướng, ta đã biết:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \left| \vec{E} \right| = \sqrt{\mu_0 \mu} \left| \vec{H} \right|$$

nên mật độ năng lượng sóng điện từ bằng:

$$w = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \sqrt{\mu_0 \mu} . E . H \qquad (2.65)$$

thay (2.65) và (2.62) và lưu ý $v = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}}$, ta thu được:

$$P = E.H$$

vì $\vec{E}, \vec{H}, \vec{v}$ lập thành một tam diện thuận, nên từ (2.73) ta có thể viết:

$$\vec{P} = \left[\vec{E}, \vec{H} \right] \qquad (2.66)$$

Vectơ $\vec{P}$ không những xác định độ lớn của phần năng lượng điện từ truyền qua một đơn vị diện tích, mà còn xác định cả phương chiều truyền năng lượng điện từ trong môi trường sóng truyền qua.

DAU SY HIEU