

6.1 O campo magnético

Na seção 1.2 mencionamos as pedras magnéticas que foram encontradas na antiga Grécia perto da cidade de Magnésia (atualmente Manesia na Turquia). Estas pedras *magnéticas* atraem objetos de ferro e aparecem também forças de longo alcance entre estas pedras. Quando se encosta uma haste comprida de ferro numa destas pedras, a haste adquire propriedades semelhantes às das pedras magnéticas. Depois os dois extremos da haste também atraem ferro e exercem forças de longo alcance entre si. Em português tanto as pedras magnéticas quanto os ferros que adquiriram esta propriedade magnética são chamados de *magnetos* ou *ímãs*¹. Sobre o objeto de ferro que adquiriu esta propriedade magnética se diz que ele foi *imantado*. Quando se sustenta uma destas hastes imantadas no centro de massa com um apoio que permita que a haste possa girar com facilidade no plano horizontal, observa-se que estas hastes se orientam aproximadamente na direção norte-sul. Este fato foi usado durante séculos para ajudar na navegação, e o instrumento que contém tal haste giratória imantada se chama de *bússola*. A bússola já era conhecida na China no Período dos Reinos Combatentes (475 a.C. – 221 a.C).

Quando aproximamos uma bússola de outra, percebemos que os extremos das hastes que apontam no mesmo sentido se repelem, e aqueles que apontam em sentidos opostos se atraem. Então os extremos das hastes imantadas se comportam como as cargas elétricas; cargas de mesmo sinal se repelem e cargas de sinais opostos se atraem. Poderíamos associar aos extremos das hastes imantadas que apontam para o norte algo como uma “carga magnética positiva” e aos extremos que apontam para o sul algo como uma “carga magnética negativa”. Mas isto não é feito e veremos futuramente que há razões para preferir outra nomenclatura. Chamam-se os extremos que apontam para o norte da Terra de *polo norte do ímã* e o outro extremo se chama de *polo sul*. A própria Terra parece ser um gigantesco ímã que tem seu polo magnético norte no polo sul e seu polo magnético sul no polo norte. William Gilbert, o mesmo Gilbert que introduziu a palavra *electricus*, chegou a esta conclusão por volta de 1600. Medidas quantitativas dos módulos de força mostram que a “carga magnética” dos dois extremos de uma haste imantada tem o mesmo módulo como se o processo de imantação fosse um processo de separação de cargas num objeto neutro². Mas logo aparece uma observação que mostra que a ideia da carga magnética não é adequada. Se tentarmos separar estas cargas magnéticas quebrando uma destas barras imantadas ao meio, teremos uma surpresa: não ficamos com um pedaço norte e um pedaço sul. Mas a metade da barra que tinha o polo norte adquire um novo polo sul e a metade que tinha o polo sul adquire um novo polo norte. Esta observação foi também feita por William Gilbert.

Estes fatos que acabei de relatar eram tudo o que se sabia a respeito do magnetismo até 1820. Nesta época as pesquisas sobre eletricidade já tinham avançado muito. Já tinham sido inventados os capacitores por Pieter van Musschenbroek³ em 1745 (na forma de garrafas de Leyden), já existiam as pilhas Voltaicas, em 1800 William Nicholson e Anthony Carlisle tinham descoberto a decomposição da água com a ajuda de uma pilha Voltaica e os teóricos Poisson⁴, Laplace⁵ e Gauss⁶ já tinham desenvolvido a teoria do potencial. Mas a respeito do magnetismo se sabia pouco. Em 1820, na hora de preparar uma experiência de demonstração para uma aula de física, Hans Christian Ørsted⁷ descobriu uma novidade a respeito dos fenômenos magnéticos que chamou

¹ A palavra *ímã* é derivada do francês *aimant*.

² Esta experiência foi feita pela primeira vez por John Michell em 1750. Michell também verificou que a força entre os polos decai quadraticamente com a distância entre os polos.

³ Pieter van Musschenbroek (14/03/1692 – 19/09/1761) também inventou as primeiras máquinas para testar resistência de materiais.

⁴ Siméon Denis Poisson (21/06/1781 – 25/04/1840).

⁵ Pierre-Simon, marquis de Laplace (23/03/1749 – 05/03/1827).

⁶ Johann Carl Friedrich Gauss (30/04/1777 – 23/02/1855).

⁷ Hans Christian Ørsted (14/08/1777 – 09/03/1851).

a atenção dos pesquisadores da época. Ørsted notou que uma bússola posta na proximidade de um fio elétrico desviava da orientação natural quando se injetava corrente neste fio⁸. Então existia alguma relação entre fenômenos elétricos e magnéticos. Somente uma semana depois desta descoberta, André-Marie Ampère⁹ observou que fios paralelos com corrente elétrica fluindo no mesmo sentido se atraem e fios paralelos com correntes em sentidos opostos se repelem. E os físicos Baptiste Biot¹⁰ e Felix Savart¹¹ investigaram este fenômeno logo quantitativamente. Aqui no nosso curso já usamos uma combinação de fenômenos elétricos e magnéticos na medição de correntes com a ajuda da força que atua sobre um condutor com corrente perto de um ímã. No condutor que leva corrente, temos cargas elétricas em movimento. Se um ímã exerce força sobre tal condutor, podemos suspeitar que haja uma força magnética sobre cargas em movimento. Podemos verificar esta hipótese com partículas eletricamente carregadas que se movem com alta velocidade no vácuo.

Tenho aqui uma ampola evacuada; isto é, na verdade, uma ampola cheia de gás numa pressão reduzida. Dois eletrodos estão montados dentro desta ampola com conectores metálicos que atravessam o vidro de tal forma que possamos aplicar alta tensão entre estes eletrodos. O eletrodo que carregaremos negativamente tem forma de um disco do tamanho de uma pequena moeda enquanto o outro é maior e possui uma prolongação plana e inclinada em relação ao eixo de simetria dos eletrodos estendendo-se para o espaço oposto ao lado do eletrodo negativo como mostra a figura 6.1.1.

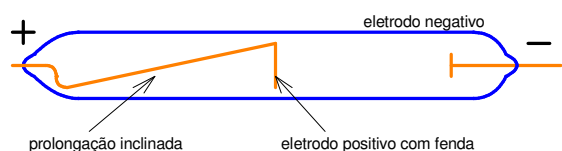
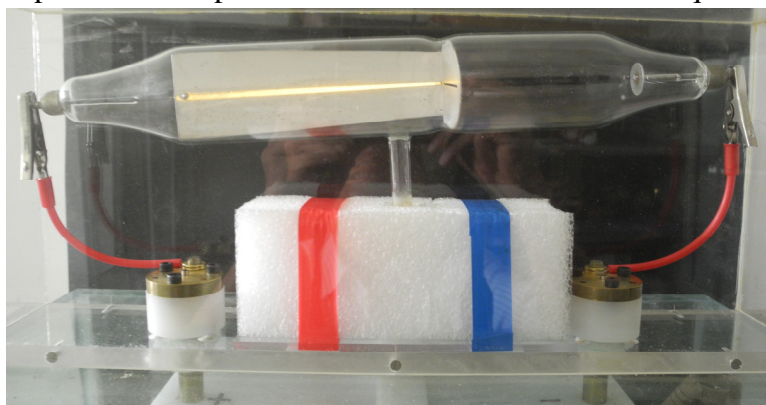


Fig. 6.1.1 Ampola com eletrodos para observação de feixes de elétrons.

O eletrodo positivo possui uma fenda que fica no plano do desenho da figura 6.1.1. Quando se aplica alta tensão com a polaridade indicada na figura, provoca-se uma descarga no gás diluído no

espaço entre os eletrodos. Já vimos que este tipo de condução funciona com um mecanismo de ionização das moléculas por impacto. Neste processo se liberam elétrons e estes são acelerados na direção do eletrodo positivo. Aqueles elétrons que por ventura caem exatamente na região da fenda do eletrodo passam para o outro lado, onde não há campo elétrico e prosseguem em linha reta. Para poder testar se um ímã pode desviar estes elétrons, é necessário tornar a trajetória dos elétrons visível. A prolongação inclinada do eletrodo positivo serve para esta finalidade. A superfície desta placa é coberta com uma substância que emite luz quando atingida por elétrons de



alta energia cinética. Os elétrons que atravessaram a fenda preenchem um pedaço de plano. Onde este plano intercepta a placa inclinada, forma-se uma linha luminosa. A figura 6.1.2 mostra uma fotografia com o equipamento em funcionamento.

Fig. 6.1.2 Ampola com raio catódico desenhando uma linha luminosa numa placa coberta com uma substância fluorescente.

⁸ De fato esta observação já tinha sido feita em 1802 pelo professor italiano de direito Gian Domenico Romagnosi, mas a comunidade científica da época não deu importância a este resultado.

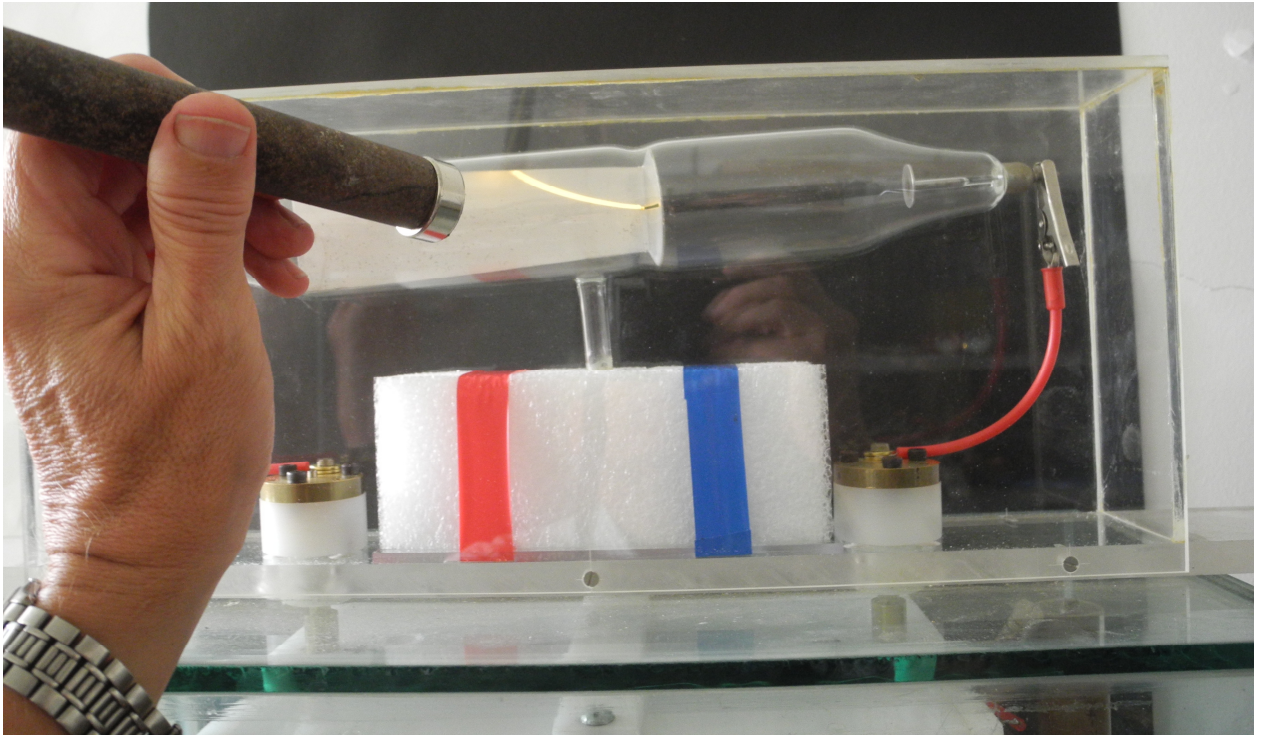
⁹ André-Marie Ampère (20/01/1775 – 10/06/1836).

¹⁰ Jean-Baptiste Biot (21/04/1774 – 03/02/1862) (o mesmo do número de Biot).

¹¹ Félix Savart (30/06/1791 – 16/03/1841).

Agora aproximamos um ímã e podemos observar na figura 6.1.3 que o feixe de elétrons é desviado. O efeito impressiona porque dá a impressão de que o ímã consegue curvar um feixe de luz. Mas sabemos que não é um feixe de luz que se curva, mas um feixe de elétrons.

Fig. 6.1.3 Desvio do feixe de raios catódicos provocado pela proximidade de um ímã.



Então atuam duas forças sobre partículas com carga elétrica: as forças elétricas e as forças magnéticas. Podemos juntar ambos e falar das *forças eletromagnéticas*.

A ideia do campo era de explicar as forças de maneira local evitando uma ação a distância. Para uma descrição local das forças eletromagnéticas, precisamos inventar agora um campo novo, o *campo magnético*, que é responsável por esta força magnética. A força eletromagnética que atua sobre uma partícula carregada na posição \vec{r}_p é

$$\vec{F}_{EM} = q\vec{E}(\vec{r}_p) + \vec{F}_M \quad (6.1.1)$$

Queremos escrever a parcela magnética \vec{F}_M com a ajuda do valor do campo magnético na posição da partícula¹².

Podemos colocar partículas eletricamente carregadas numa determinada região do espaço e pesquisar experimentalmente quais são as características desta força magnética. Para facilitar, podemos primeiramente fazer experiência numa região com campo elétrico nulo de tal forma que haja somente força magnética. Mas pode-se também trabalhar com campo elétrico não nulo e

¹² Como tínhamos discutido na seção 1.4, o termo da força elétrica é na verdade um pouco mais complicado. Como a contribuição para o campo elétrico oriunda da própria partícula é divergente no ponto \vec{r}_p , deve-se tomar uma média de valores do campo na superfície de uma esfera com centro em \vec{r}_p e depois tomar o limite mandando o raio desta esfera para zero. Mas, para facilitar as fórmulas, vamos escrever simplesmente o valor do campo na posição da partícula e vamos subentender que isto inclua uma subtração de uma parcela divergente oriunda da própria partícula. O mesmo vale para o campo magnético.

descontar a força elétrica. Com experiências desta natureza se descobrem as seguintes propriedades da força magnética:

- (1) A força magnética para uma dada velocidade das partículas é proporcional à carga das partículas.
- (2) Para um dado valor de carga da partícula, a força magnética depende linearmente da velocidade da partícula.
- (3) A força magnética é sempre perpendicular ao vetor de velocidade da partícula.

Espero que a esta altura todos os alunos tenham percebido que a noção de linearidade é de fato de fundamental importância. Aqui ela aparece de novo. O valor do novo campo na posição da partícula é um mapeamento linear ou uma função linear. Juntando as propriedades (1) e (2), podemos escrever a força magnética na forma

$$\vec{F}_M = q \mathbb{B}[\vec{v}_p] \quad (6.1.2).$$

$\mathbb{B}[\vec{v}_p]$ é o vetor que resulta da aplicação de um mapeamento linear $\mathbb{B}[\cdot]$ no vetor velocidade \vec{v}_p da partícula. O valor do novo campo na posição da partícula é o mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$.

Não se assustem com um valor de campo que é um mapeamento ou uma função! Já conhecemos uma porção de grandezas físicas cujos valores são mapeamentos. Na seção 2.2 discutimos uma, a densidade de massa. Um valor de densidade de massa é uma “máquina” que recebe volumes e devolve massas. E este relacionamento de volumes e massas é linear. Geralmente escrevemos isto em forma de produto $m = \rho_m V$, mas poderíamos escrever este relacionamento igualmente como aplicação de uma função num valor V , $m = \rho_m [V]$. O valor da densidade de massa de um dado material é a função $\rho_m [\cdot]$. Neste exemplo o mapeamento joga uma grandeza escalar numa outra grandeza escalar, pois volume e massa são escalares. Mas conhecemos também um exemplo de uma grandeza física cujo valor é um mapeamento que relaciona vetores. A grandeza é a massa. O valor da massa de uma partícula é o mapeamento linear que recebe velocidades e devolve momentos lineares. Geralmente escrevemos isto como produto $\vec{p} = m\vec{v}$, mas poderíamos escrevê-lo também na forma de aplicação de um mapeamento $\vec{p} = m[\vec{v}]$. O valor da massa da partícula é o mapeamento $m[\cdot]$. Neste exemplo os vetores \vec{v} e \vec{p} são sempre paralelos. Isto é diferente no caso do mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$. A propriedade (3) da força magnética obviamente exclui esta possibilidade. Por esta razão o mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$ é um objeto mais complicado. Chama-se este tipo de grandeza de *tensor*¹³. Na verdade a noção de tensor é muito geral. Ela engloba muitos objetos geométricos, inclusive os escalares e os vetores. Mas isto não precisa nos interessar no momento. O tensor $\mathbb{B}[\cdot]$ que temos aqui é um objeto que relaciona vetores com vetores de forma linear; é isto que interessa.

Veremos como se trabalha com este tipo de objeto. Vamos supor que tenhamos uma partícula andando na direção do eixo x . Então a velocidade desta partícula tem a forma $\vec{v} = v \hat{x}$. Podemos medir a força magnética e dividi-la pela carga da partícula e obtemos o valor de $\mathbb{B}[v \hat{x}]$. Qualquer

¹³ Outro exemplo de valor de uma grandeza que é um mapeamento entre vetores é a susceptibilidade elétrica χ de um material. Ela relaciona campo elétrico e polarização; $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$. Se o material tiver anisotropia, \vec{P} e \vec{E} podem não ser paralelos e neste caso χ é também um tensor.

que seja este vetor, sempre podemos escrevê-lo na base $\langle \hat{x}, \hat{y}, \hat{z} \rangle$. Então podemos escrever $\mathbb{B}[v \hat{x}] = \hat{x} b_x + \hat{y} b_y + \hat{z} b_z$. Mas, pensando um pouco melhor, percebemos que devemos escrever este vetor de forma mais inteligente, pois depois vamos querer fazer a mesma coisa com um vetor velocidade que aponte na direção do eixo y e depois com um que aponte na direção z . Então seria mais adequado anotar logo nos coeficientes de qual direção estamos tratando. Além disso, este vetor é proporcional ao v e seria mais conveniente destacar este fator como uma característica do vetor velocidade já que ele não é propriedade do mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$. Então vamos escrever o vetor $\mathbb{B}[v \hat{x}]$ na seguinte forma

$$\mathbb{B}[v \hat{x}] = \hat{x} \mathbb{B}_{xx} v + \hat{y} \mathbb{B}_{yx} v + \hat{z} \mathbb{B}_{zx} v \quad (6.1.3)$$

Introduzi três coeficientes, cada um com dois índices. O índice da esquerda informa a componente do vetor $\mathbb{B}[v \hat{x}]$ e o da direita informa que se trata da aplicação num vetor que olha na direção x . Podemos fazer a mesma coisa com velocidades nas direções y e z :

$$\mathbb{B}[v \hat{y}] = \hat{x} \mathbb{B}_{xy} v + \hat{y} \mathbb{B}_{yy} v + \hat{z} \mathbb{B}_{zy} v \quad (6.1.4)$$

$$\mathbb{B}[v \hat{z}] = \hat{x} \mathbb{B}_{xz} v + \hat{y} \mathbb{B}_{yz} v + \hat{z} \mathbb{B}_{zz} v \quad (6.1.5)$$

Para descobrir o que resulta quando aplicamos o mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$ numa velocidade qualquer $\vec{v} = \hat{x} v_x + \hat{y} v_y + \hat{z} v_z$, utilizamos agora a propriedade (2), ou seja, a linearidade. Podemos formar a combinação linear das fórmulas (6.1.3), (6.1.4) e (6.1.5) substituindo o valor v pelos correspondentes componentes do vetor \vec{v} :

$$\begin{aligned} \mathbb{B}[\vec{v}] = & \\ & \hat{x} \mathbb{B}_{xx} v_x + \hat{y} \mathbb{B}_{yx} v_x + \hat{z} \mathbb{B}_{zx} v_x + \hat{x} \mathbb{B}_{xy} v_y + \hat{y} \mathbb{B}_{yy} v_y + \hat{z} \mathbb{B}_{zy} v_y + \hat{x} \mathbb{B}_{xz} v_z + \hat{y} \mathbb{B}_{yz} v_z + \hat{z} \mathbb{B}_{zz} v_z \end{aligned} \quad (6.1.6)$$

Então percebemos que o objeto $\mathbb{B}[\cdot]$ pode ser descrito através de uma matriz quando usamos uma base. A fórmula (6.1.6) fica um pouco menos assustadora escrevendo apenas as componentes dos vetores e usando notação matricial:

$$\begin{pmatrix} \mathbb{B}[\vec{v}]_x \\ \mathbb{B}[\vec{v}]_y \\ \mathbb{B}[\vec{v}]_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{B}_{xx} & \mathbb{B}_{xy} & \mathbb{B}_{xz} \\ \mathbb{B}_{yx} & \mathbb{B}_{yy} & \mathbb{B}_{yz} \\ \mathbb{B}_{zx} & \mathbb{B}_{zy} & \mathbb{B}_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad (6.1.7)$$

A matriz 3×3 representa o tensor $\mathbb{B}[\cdot]$ na base $\langle \hat{x}, \hat{y}, \hat{z} \rangle$. Numa outra base os elementos da matriz seriam outras. Por esta razão um tensor não é uma matriz, mas pode ser representado por uma matriz usando uma base.

Agora vamos utilizar a propriedade (3) da força magnética para simplificar a fórmula (6.1.7) consideravelmente. Vamos de novo considerar uma velocidade na direção x : $\vec{v} = v \hat{x}$. A condição (3) significa que o vetor $\mathbb{B}[v \hat{x}]$ é perpendicular ao eixo x . Então vale $\mathbb{B}[v \hat{x}]_x = 0$:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \mathbb{B}[\vec{v}]_y \\ \mathbb{B}[\vec{v}]_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbb{B}_{xx} & \mathbb{B}_{xy} & \mathbb{B}_{xz} \\ \mathbb{B}_{yx} & \mathbb{B}_{yy} & \mathbb{B}_{yz} \\ \mathbb{B}_{zx} & \mathbb{B}_{zy} & \mathbb{B}_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6.1.8)$$

Isto deve valer para qualquer valor de v , inclusive para $v \neq 0$. Então segue $\mathbb{B}_{xx} = 0$. Podemos repetir este tipo de argumento com velocidades apontando nas direções y e z e analogamente obtemos $\mathbb{B}_{yy} = 0$ e $\mathbb{B}_{zz} = 0$. Então esta matriz já ficou mais simples, sua diagonal principal é zero. Agora investigamos uma velocidade no plano xy que faz 45° com o eixo x : $\vec{v} = a\hat{x} + a\hat{y}$. A propriedade (3) da força magnética exige que o vetor $\mathbb{B}[a\hat{x} + a\hat{y}]$ esteja ortogonal ao vetor $\hat{x} + \hat{y}$. Temos

$$\begin{aligned} (\hat{x} + \hat{y}) \cdot \mathbb{B}[a\hat{x} + a\hat{y}] &= (1 \ 1 \ 0) \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{B}_{xy} & \mathbb{B}_{xz} \\ \mathbb{B}_{yx} & 0 & \mathbb{B}_{yz} \\ \mathbb{B}_{zx} & \mathbb{B}_{zy} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ a \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= a \{ \mathbb{B}_{xy} + \mathbb{B}_{yx} \} \end{aligned} \quad (6.1.9)$$

Então $(\hat{x} + \hat{y}) \cdot \mathbb{B}[a\hat{x} + a\hat{y}] = 0$ implica em $\mathbb{B}_{xy} = -\mathbb{B}_{yx}$. Repetindo este argumento com vetores $\vec{v} = a\hat{x} + a\hat{z}$ e $\vec{v} = a\hat{z} + a\hat{y}$, obtemos analogamente $\mathbb{B}_{xz} = -\mathbb{B}_{zx}$ e $\mathbb{B}_{zy} = -\mathbb{B}_{yz}$. Então esta matriz é antissimétrica. Consequentemente há apenas três parâmetros independentes nos 9 elementos da matriz. Este número é igual ao número de componentes de um vetor. Será que seria possível expressar este tensor com a ajuda de um vetor? De fato isto é possível. Podemos formar um vetor \vec{B} cujas componentes aparecem como elementos da nossa matriz que representa o tensor $\mathbb{B}[\cdot]$. A atribuição de componentes é a seguinte:

$$\begin{pmatrix} 0 & \mathbb{B}_{xy} & \mathbb{B}_{xz} \\ \mathbb{B}_{yx} & 0 & \mathbb{B}_{yz} \\ \mathbb{B}_{zx} & \mathbb{B}_{zy} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y \\ -B_z & 0 & B_x \\ B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (6.1.10)$$

Que isto é possível não é trivial. Quando girarmos nossos vetores básicos, os elementos da matriz mudam e as componentes do vetor \vec{B} também. Resulta que com a atribuição $\mathbb{B}_{xy} = B_z$, $\mathbb{B}_{zx} = B_y$ e $\mathbb{B}_{yz} = B_x$ ambas as mudanças coincidem. Aqui na Física III não demonstraremos este resultado. Os alunos de Física devem ver esta demonstração num bom curso de mecânica clássica. Com esta maneira de descrever as componentes do tensor $\mathbb{B}[\cdot]$ na base $\langle \hat{x}, \hat{y}, \hat{z} \rangle$ pelas componentes de um vetor \vec{B} , podemos escrever a aplicação do mapeamento $\mathbb{B}[\cdot]$ de uma outra forma. Ela toma a forma de um produto vetorial:

$$\mathbb{B}[\vec{v}] = \vec{v} \times \vec{B} \quad (6.1.11)$$

Nos exercícios da seção seguinte você pode mostrar que (6.1.11) e (6.1.7) expressam o mesmo relacionamento de vetores.

Poder-se-ia tranquilamente trabalhar com o campo magnético na forma tensorial. Mas um tensor é um objeto menos intuitivo. Não podemos desenhá-lo com uma seta. Então as pessoas preferem descrever o campo magnético como um campo vetorial e não tensorial. Com este resultado podemos escrever a fórmula final da força eletromagnética que atua sobre uma partícula de carga q na posição \vec{r}_p :

$$\boxed{\vec{F}_{EM} = q\vec{E}(\vec{r}_p) + q\vec{v}_p \times \vec{B}(\vec{r}_p)} \quad (6.1.12).$$

\vec{v}_p é a velocidade da partícula, e $\vec{E}(\vec{r}_p)$ e $\vec{B}(\vec{r}_p)$ são respectivamente os valores do campo elétrico e magnético¹⁴ na posição da partícula (com uma devida subtração de uma parte mal definida oriunda da própria partícula). Esta expressão é frequentemente chamada de força de Lorentz¹⁵.

Com a fórmula (6.1.12) percebemos que o produto do módulo do campo magnético e do módulo de velocidade se mede com a mesma unidade que o módulo de um campo elétrico (V/m). Então concluímos que Vs m^{-2} pode ser usado como unidade do módulo do campo magnético. Esta unidade recebeu o nome de Tesla, homenageando o engenheiro Nikola Tesla¹⁶.

$$T \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \quad (6.1.13)$$

1 T é um campo magnético consideravelmente forte. Os ímãs permanentes mais fortes que você pode comprar hoje em dia fornecem campos na ordem de 1 T. O campo magnético da Terra na região equatorial fica na ordem de 3×10^{-5} T. Nos aparatos médicos de imagem por ressonância magnética, há campos na ordem de 10 T. E se acredita que na superfície de estrelas de nêutrons há campos na ordem de 10^8 T, e em certos tipos de estrelas, chamados de Magnetar, o campo pode chegar aos 10^{11} T.

O aluno ansioso para captar as fórmulas necessárias para vencer as tarefas de prova vai considerar toda esta discussão do tensor $\mathbb{B}[\cdot]$ uma perda de tempo. Mas há três razões para enfrentar esta complicação: (a) A substituição do tensor por um vetor é uma mutreta, e fazer mutretas tem o seu preço. Futuramente veremos qual é o defeito na história. (b) Os alunos de física irão estudar futuramente uma formulação do eletromagnetismo adequada para combinar com a teoria da relatividade de Einstein. Nesta formulação é muito mais natural encarar o campo magnético como aquilo que ele realmente é, a saber, como campo tensorial. (c) Mesmo muitos alunos de engenharia usarão ainda tensores em diversas aplicações, por exemplo, na teoria da elasticidade, em hidrodinâmica e em óptica não linear (interessante para aqueles que trabalham em telecomunicações). A força magnética é um excelente exemplo para ter um primeiro contato com tensores.

Exercício:

Escreva os pontos de destaque desta seção.

¹⁴ Em livros mais antigos o campo \vec{B} não é chamado de campo magnético, mas de densidade de fluxo magnético e um outro campo \vec{H} recebe o nome de campo magnético. Usamos aqui a nomenclatura de livros modernos como o livro de eletromagnetismo de David J. Griffiths (Introduction to Electrodynamics ISBN-13: 978-0138053260) que considera \vec{H} apenas como um campo auxiliar que não merece o nome de campo magnético. Introduziremos o campo \vec{H} mais para o fim do semestre.

¹⁵ Hendrik Antoon Lorentz (18 July 1853 – 4 February 1928) descobriu esta expressão para a força eletromagnética em 1892. Mas Oliver Heaviside (18/05/1850 – 03/02/1925) tinha encontrado esta expressão já em 1889, e Maxwell descreveu a força eletromagnética já em 1864.

¹⁶ Nikola Tesla (cirílico sérvio: Никола Тесла; 10/06/1856 – 07/01/1943) deu muitas contribuições para as aplicações do eletromagnetismo. Especialmente o sistema de distribuição de energia elétrica com corrente alternada, que se usa mundialmente, é a principal contribuição de Tesla.
