

7.1 A lei de Biot-Savart

Nesta seção trataremos da geração de valores não nulos do campo magnético. Neste contexto cabe um pequeno comentário sobre a linguagem científica. Apesar de os cientistas se orgulharem do rigor dos procedimentos científicos, eles frequentemente usam a linguagem de forma relaxada. Por exemplo, é comum lerem-se frases como esta: “Uma massa m está ”. Seria mais correto dizer: “Uma partícula de massa m está....”. E mesmo esta frase está ainda defeituosa. Pois massa é uma grandeza e a partícula tem como uma das suas propriedades um determinado valor desta grandeza. Então dever-se-ia falar: “Uma partícula, cuja massa tem o valor m , está.... ” Bem, não tem problema com o uso da primeira frase sucinta contanto que se saiba o verdadeiro significado da frase. Mas a explicação detalhada é muitas vezes deixada de lado, e neste caso a linguagem negligente pode criar ideias erradas. No caso dos campos podemos ler frases como: “ Uma carga q cria um campo elétrico ”. Isto leva naturalmente a uma ideia errada. O campo elétrico é um sistema físico que sempre existiu e sempre existirá em todo lugar. Não se cria este sistema. Uma partícula eletricamente carregada apenas modifica os valores do campo na sua proximidade. Com a ideia errada de criação de campo na cabeça, ficamos depois muito surpresos quando percebemos na física atômica que o átomo pode ser perturbado pelo campo eletromagnético mesmo no vácuo.

Então nesta seção vamos investigar a “criação de campo magnético”; e podemos usar esta linguagem incorreta porque já percebemos que isto na verdade significa “geração de valores não nulos do campo magnético”.

É natural suspeitar que campo magnético possa ser criado de forma parecida à criação do campo elétrico, ou seja, com cargas (no caso, cargas magnéticas). Mas a experiência da quebra de ímãs, que mencionamos no início da seção 6.1, indica que não há cargas magnéticas. Para lembrar: quando se divide uma barra imantada ao meio para isolar um polo norte e um polo sul, nascem novos polos de tal forma que cada fragmento fica de novo com um par de polos. Isto é apenas uma única experiência e a existência de polos separados não pode ser julgada como impossível tão facilmente. O físico Pierre Curie assinalou em 1894 que monopolos magnéticos poderiam existir. Em 1931 Paul Dirac¹ discutiu esta possibilidade num trabalho² que ficou famoso e hoje há várias teorias sobre as forças elementares da Natureza que têm como previsão a existência destes objetos. Logo os pesquisadores experimentais iniciaram uma sofisticada busca por monopolos magnéticos. Mas por enquanto todas as tentativas de encontrar vestígios de monopolos magnéticos não tiveram um resultado positivo. Por enquanto podemos supor que não há cargas magnéticas. Podemos formular isto na forma matemática usando a linguagem da lei de Gauss:

$$\oiint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \text{para qualquer superfície fechada} \quad (7.1.1),$$

ou em forma local

¹ Paul Adrien Maurice Dirac (08/08/1902 – 20/10/1984) foi um dos gigantes da física teórica do século XX. Dirac contribuiu enormemente para o desenvolvimento da mecânica quântica, da teoria quântica de campos. Ele inventou uma equação para um campo de matéria que descreve partículas com spin $\frac{1}{2}$ de forma relativística, previu antimatéria e trabalhou também sobre relatividade geral.

² Paul Dirac: "Quantised Singularities in the Electromagnetic Field". Proc. Roy. Soc. (London) A **133**, 60 (1931).

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \text{para todos os pontos do espaço} \quad (7.1.2)$$

Com isto já temos uma primeira lei que limita as possíveis configurações do campo magnético. Podemos chamá-la de *lei de Gauss do campo magnético*. Mas em termos da nossa busca pelas formas de criar campo magnético diferente de zero, esta lei é ainda uma resposta negativa. Ela diz: não é com cargas magnéticas.

A observação de Hans Christian Ørsted da deflexão de uma bússola na proximidade de um fio com corrente elétrica não apenas mostrou que existe uma ligação entre fenômenos elétricos e magnéticos, mas ela fornece também uma receita como se podem gerar valores não nulos do campo magnético. É a corrente elétrica que gera estes valores.



A notícia da observação de Ørsted chegou à França e Ampère³, Biot⁴ e Savart⁵ investigaram o fenômeno quantitativamente. Podemos repetir algumas das experiências feitas por estes pesquisadores em forma de experiências de demonstração.

←Fig. 7.1.1 André-Marie Ampère

Imagem da Wikipedia:

https://commons.wikimedia.org/wiki/File%3AAmpere_Andre_1825.jpg

Fig. 7.1.2 Jean-Baptiste Biot Imagem da Wikipedia:

[https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Jean-Baptiste_Biot_\(ca._1855\).jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Jean-Baptiste_Biot_(ca._1855).jpg) →



Ampère notou força entre fios compridos paralelos com corrente. Para mostrar esta força qualitativamente tenho aqui um fio flexível pendurado num tubo vertical de PVC. O fio sobe de um lado do tubo, atravessa-o e desce do outro lado. A figura 7.1.3a mostra o arranjo. A intenção é conectar os extremos do fio nos polos de uma bateria de carro e ver se a força magnética devido ao campo gerado pela corrente deforma a malha formada pelo fio e pela bateria. Mas, na hora de mover os extremos do fio para encostá-los nos polos da bateria, eu poderia induzir movimentos nos fios que poderiam ser confundidos com os efeitos da força magnética. Para garantir que minhas manipulações não provoquem perturbações mecânicas, passei os dois extremos do fio por baixo da bateria. Desta forma a bateria fixa as posições de partes dos fios e não permite a propagação de perturbações mecânicas. Agora encosto os extremos desencapados do fio nos polos e se percebe um impulsivo movimento dos fios no sentido de afastar um fio do outro. Filmei esta experiência e mostro aqui na figura 7.1.3b uma imagem logo após ter estabelecido os contatos. Nesta experiência a corrente sobe num fio e desce no outro, se vocês me

³ André-Marie Ampère (20/01/1775 – 10/06/1836) inventou o galvanômetro e um princípio de telegrafia elétrica o qual foi realizado pela primeira vez por Carl Friedrich Gauss e Eduard Weber. Além das pesquisas sobre a geração de campo magnético por correntes em condutores, Ampère levantou também a hipótese de que moléculas podem conter correntes que geram campo magnético.

⁴ Jean-Baptiste Biot (21/04/1774 - 03/02/1862) pesquisou sobre diversos assuntos; o campo magnético da Terra, meteoritos, luz polarizada, gravimetria e geodésia.

⁵ Félix Savart (30/06/1791 – 16/03/1841)) pesquisou sobre cordas vibrantes de violinos e descobriu segredos da construção dos bons violinos.

permitem chamar agora as duas parcelas de cada lado do tubo do único fio de “dois fios”. Então podemos concluir que dois fios paralelos com corrente fluindo em sentido oposto se repelem. Ampère tinha também mostrado que dois fios paralelos com correntes no mesmo sentido se atraem.

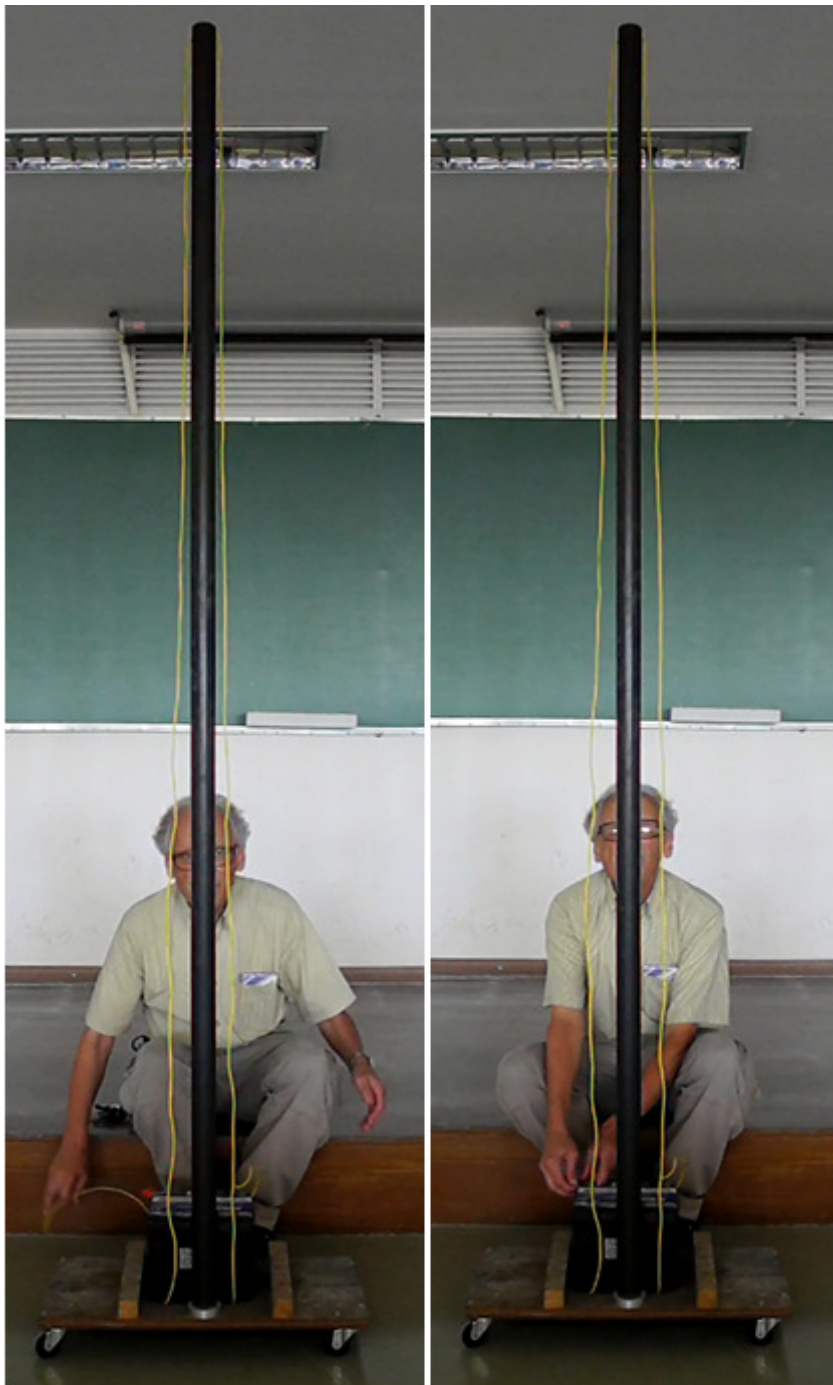


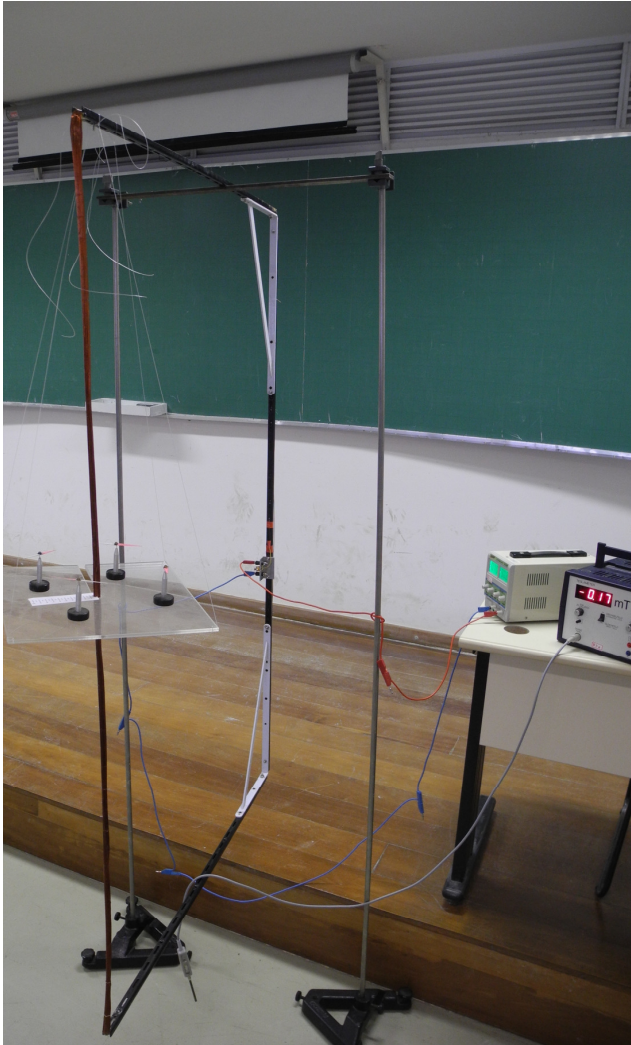
Fig. 7.1.3 (a) Fio de cobre flexível com uma capa amarela de plástico pendurado num tubo de PCV vertical. (b) Os extremos do fio foram ligados nos polos de uma bateria de carro e se percebe uma repulsão entre a parte do fio que sobe e a parte que desce.

a

b

Biot e Savart mediram o campo magnético na vizinhança de um fio reto muito comprido. Montei aqui uma experiência parecida. Precisamos de correntes de elevado valor para poder medir o campo gerado com facilidade. Correntes maiores que 100 A seriam desejáveis. Não é completamente simples encontrar fontes que possam fornecer correntes tão elevadas por muito tempo. Então utilizei aqui um truque para gerar altas

correntes a partir de uma corrente bem modesta. Simplesmente aproveitei a mesma corrente diversas vezes. Numa moldura em forma de C (um C escrito de forma retangular) enrolei 150 voltas de um fio de cobre envernizado. O verniz impede que a corrente passe diretamente de uma espira para a outra nos pontos de contato. Assim gerei no lado aberto do C um condutor reto que leva uma corrente 150 vezes maior que



a corrente que injeto nos extremos do fio enrolado. A figura 7.1.4 mostra este arranjo. Aproximadamente na meia altura do fio reto, que na verdade contém 150 fios, pendurei uma plataforma de acrílico que permite apoiar algumas bússolas. A figura 7.1.5 mostra estas bússolas mais claramente.

← Fig. 7.1.4 Moldura retangular aberta de um lado com 150 espiras de fio enrolado.

Fig. 7.1.5 Os 150 fios da parte aberta da moldura da fig. 7.1.4 estabelecem uma barra condutora que leva $150 \times 0,68$ A e o campo magnético gerado orienta bússolas em forma circular. ↓



As bússolas indicam que as linhas de força do campo \vec{B} parecem circular em volta do fio. Isto é muito

diferente da configuração radial do campo elétrico em volta de um palito eletricamente carregado. Mais tarde teremos condições de entender a origem desta diferença.

Bio e Savart investigaram também como a intensidade do campo varia com a distância do fio. Eles não tinham uma sonda Hall e tiveram que avaliar a intensidade do campo com medidas de força. A nossa sonda Hall não fornece valores confiáveis, mas para poder descobrir o tipo de dependência do módulo do campo com a distância ela serve. Coloquei uma fita de papel com um desenho de uma escala em centímetros na mesa de acrílico. Com um dado valor de corrente meço o campo colocando a sonda Hall em distâncias de 1 cm até 6 cm do centro do feixe de fios. A figura 7.1.6 mostra as seis medidas e os resultados estão apresentados em forma gráfica na figura 7.1.7.

Fig. 7.1 6 Medidas do campo magnético gerado por corrente num fio reto para diferentes distâncias do centro do fio.

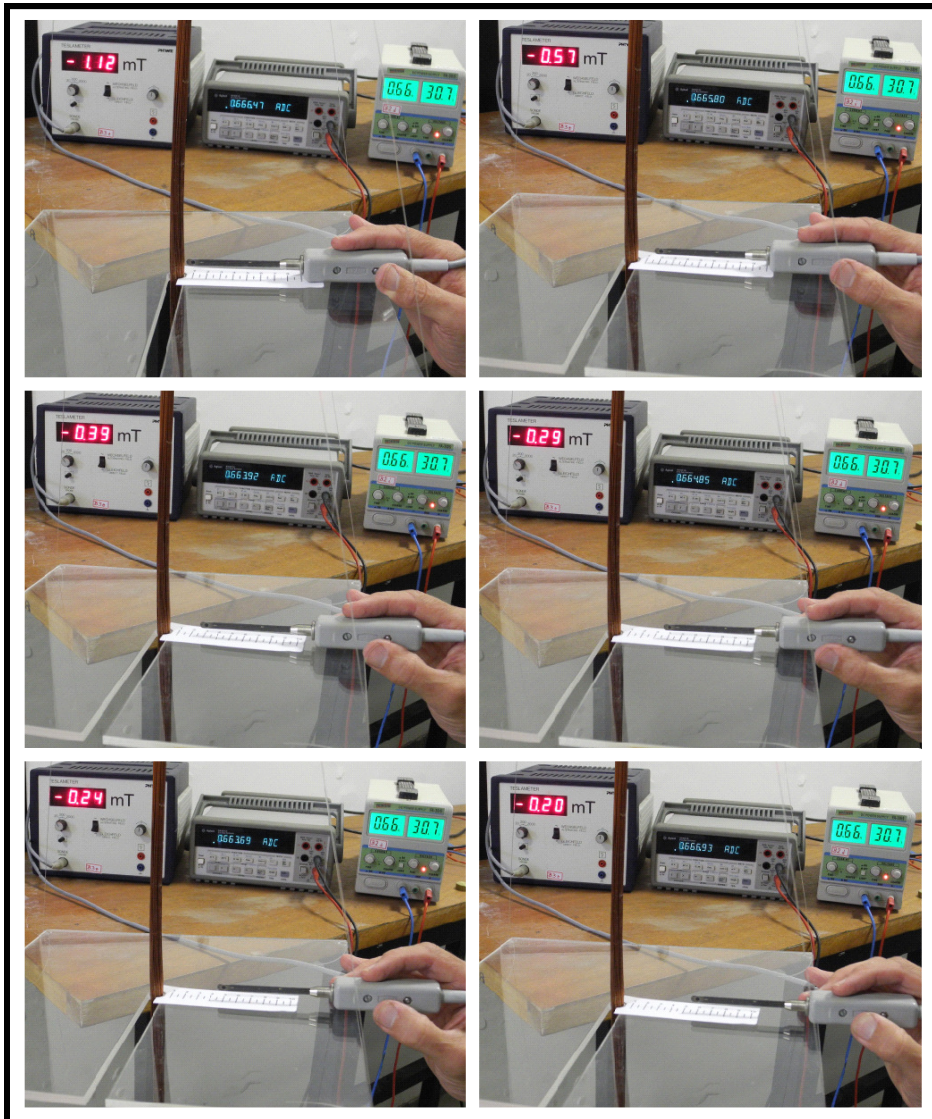
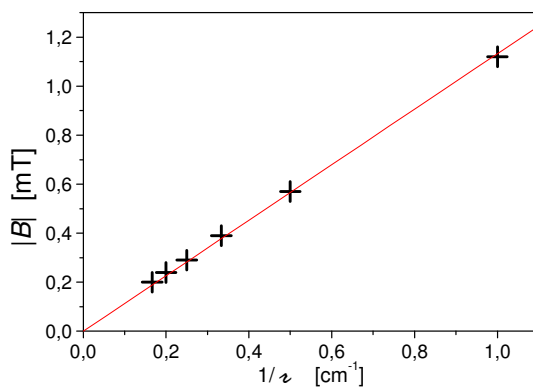


Fig. 7.1.7 Resultado das mediadas da figura 7.1.6.



Aparentemente o módulo do campo está inversamente proporcional à distância do centro. Isto é a mesma dependência que encontramos para o campo elétrico em volta de um palito infinitamente comprido e uniformemente carregado. Este fato sugere tentar descrever a geração de campo com uma lei que copie os elementos essenciais da lei de Coulomb do campo elétrico com apenas algumas modificações necessárias para

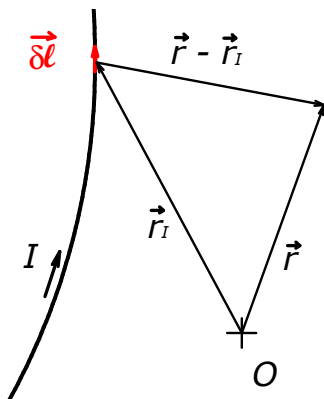
acomodar alguns aspectos que são definitivamente diferentes do caso elétrico.

Para lembrar: a lei de Coulomb dizia que o campo elétrico gerado por uma carga na posição \vec{r}_q é

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q (\vec{r} - \vec{r}_q)}{|\vec{r} - \vec{r}_q|^3} \quad (7.1.3)$$

Dois dos três fatores de $|\vec{r} - \vec{r}_q|$ no denominador descrevem a queda quadrática do campo com a distância da fonte e o terceiro fator forma junto com o vetor $\vec{r} - \vec{r}_q$ um vetor unitário que toma conta da direção e do sentido do campo. Na época da discussão da lei de Coulomb era claro que o campo não podia ter outra direção que aquela do vetor $(\vec{r} - \vec{r}_q)/|\vec{r} - \vec{r}_q|$, pois para um observador na posição \vec{r} que vê um objeto pontual com puras propriedades escalares na posição \vec{r}_q a direção do vetor $(\vec{r} - \vec{r}_q)/|\vec{r} - \vec{r}_q|$ é a única direção privilegiada existente nesta situação.

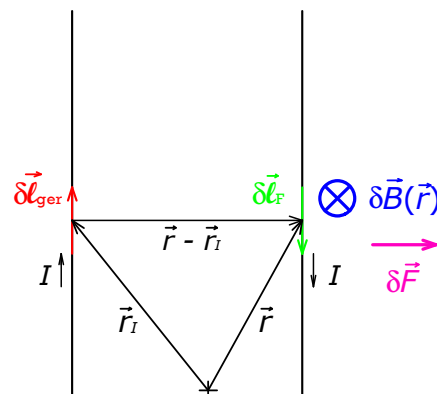
No caso do campo magnético gerado por um fio com corrente, a situação é diferente. No lugar de um objeto pontual com carga escalar, temos fragmentos infinitesimais de fio com corrente. Então o que deve substituir o fator q ? Biot e Savart verificaram que o módulo do campo era proporcional ao valor da corrente. Podemos verificar isto também facilmente com a nossa experiência com a sonda Hall. Então o fator q poderia ser o valor da corrente I ? Mas o pedaço de fio elétrico que contribui para o campo tem uma orientação no espaço. Devemos substituir o fator q por um vetor. Podemos descrever um segmento infinitesimal do fio numa posição \vec{r}_l por um vetor $\delta\vec{\ell}$ cujo módulo é o comprimento do segmento, cuja direção é a direção do fio e cujo sentido coincide com a seta que define o sentido positivo da corrente. A figura 7.1.8 mostra um fio, não reto, no qual destaquei um pequeno segmento em vermelho. O que deve substituir o fator q da lei de Coulomb deve ser o vetor $I\delta\vec{\ell}$.



←Fig. 7.1.8 Um segmento de fio com corrente na posição \vec{r}_l . O segmento é descrito por um vetor $\delta\vec{\ell}$.

Fig. 7.1.9 O segmento infinitesimal destacado em vermelho gera uma contribuição infinitesimal para o campo \vec{B} que resulta numa força repulsiva sobre um segundo fio com corrente fluindo no sentido contrário.

Então aqui o observador na posição \vec{r} não tem como única direção privilegiada a direção do vetor $(\vec{r} - \vec{r}_l)/|\vec{r} - \vec{r}_l|$. Há também o vetor $I\delta\vec{\ell}$. Para saber como fabricar destes dois vetores a direção e o sentido do campo $\vec{B}(\vec{r})$, temos mais uma dica importante; sabemos que $\vec{B}(\vec{r})$ é um pseudovetor. Do exercício 6.3.4 sabemos que o produto vetorial de dois vetores é um pseudovetor. Então podemos facilmente adivinhar o que deve substituir o produto $q(\vec{r} - \vec{r}_q)/|\vec{r} - \vec{r}_q|$ da lei de Coulomb aqui no caso magnético: deve ser $I\delta\vec{\ell} \times (\vec{r} - \vec{r}_l)/|\vec{r} - \vec{r}_l|$ ou o produto com os fatores na ordem inversa. Qual destas duas opções é a correta podemos determinar com a experiência da figura 7.1.3 que mostrou



repulsão dos fios no caso de correntes fluindo em sentidos opostos. Na figura 7.1.9 destaquei um segmento de fio em vermelho e indiquei qual seria o campo gerado por este segmento na posição de um segundo fio supondo que a ordem de fatores é mesmo $I \delta \vec{\ell} \times (\vec{r} - \vec{r}_i) / |\vec{r} - \vec{r}_i|^3$. Percebemos que neste caso a força sobre o segundo fio seria mesmo repulsiva. Então esta é a ordem certa.

A questão da direção e do sentido das contribuições para o campo está resolvida. Vamos copiar a queda quadrática do campo da lei de Coulomb. Resta inventar algum fator de proporcionalidade. De novo um fator $1/4\pi$ resulta ser conveniente apesar de não estar diretamente relacionado com uma lei de Gauss como no caso da lei de Coulomb. Por razões históricas optou-se por escrever o fator de proporcionalidade não no denominador, como no caso da lei de Coulomb, mas no numerador:

$$\delta \vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \delta \vec{\ell} \times (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \quad (7.1.4)$$

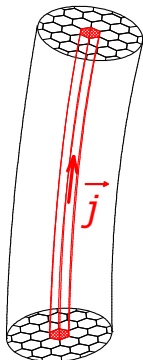
Uma diferença essencial do caso magnético é que não podemos realizar um único segmento de fio com corrente. Neste aspecto o caso elétrico é mais simples. Experimentalmente podemos observar o campo gerado por uma única carga. Como a corrente sempre vem de algum lugar e vai para algum lugar, temos no caso magnético sempre uma soma de uma infinidade de contribuições. Ou seja, com a (7.1.4) temos que formar uma integral percorrendo o fio de uma malha completa. Isto resulta numa integral de linha com um caminho fechado:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\vec{\ell} \times (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \quad (7.1.5)$$

A integral percorre a curva que descreve a malha com corrente I . Nesta integral a variável de integração é \vec{r}_i . Surge aqui o mesmo problema que discutimos na seção 1.4 com integrais de volume: o elemento de volume dV não permitia ver qual era a variável de integração. Na época optamos pela substituição do símbolo dV por $d^3\vec{r}_q$.

Podemos fazer aqui algo análogo e escrever o elemento de linha $d\vec{\ell}$ simplesmente na forma de $d\vec{r}_i$. Então, como fórmula alternativa, podemos escrever

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\vec{r}_i \times (\vec{r} - \vec{r}_i)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \quad (7.1.6)$$



As fórmulas (7.1.5) e (7.1.6) são conhecidas como lei de Biot-Savart. Elas valem para correntes estacionárias.

Fig. 7.1.10 Fio condutor grosso. Uma seção transversal do fio foi dividida em pequenas superfícies. O campo de densidade de corrente \vec{j} gera a partir de cada superfície um tubo de fluxo. Um destes tubos está destacado em vermelho.

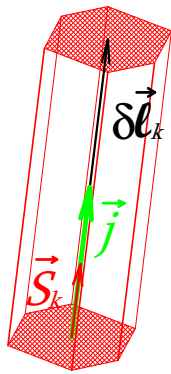
Há ainda um pequeno defeito nesta formulação da lei: a descrição de um fio com corrente através de uma curva matemática é naturalmente uma aproximação. Muitas vezes usam-se fios grossos cujo diâmetro não pode ser considerado extremamente pequeno em comparação com as

distâncias $|\vec{r} - \vec{r}_i|$ envolvidas. Nestes casos devemos usar uma outra formulação mais adequada. Esta pode ser encontrada a partir da fórmula (7.1.6) válida para fios finos. Imagine um escoamento estacionário de carga elétrica num condutor não fino. Podemos descrever este escoamento com a ajuda de um campo de densidade de corrente \vec{j} . Agora podemos mentalmente dividir o condutor em um número imenso de tubos de fluxo. O conceito de tubo de fluxo deve ter sido definido na Física II no capítulo de mecânica de fluidos. Um tubo de fluxo é gerado pelas curvas integrais do campo \vec{j} que passam pela beirada de uma pequena superfície perpendicular ao vetor $\vec{j}(\vec{r}_i)$. Cada tubo de fluxo leva uma determinada corrente elétrica. A figura 7.1.10 mostra um fio grosso mentalmente decomposto em muitos tubos de fluxo. Uma secção do fio é dividida em muitas áreas, e cada área gera um tubo de fluxo. Na figura uma área e o seu tubo estão destacados em vermelho. Se dividirmos a área transversal do fio em um número suficientemente grande de áreas, cada tubo de fluxo fica tão fino que a fórmula (7.1.6) começa a ser válida se ela for aplicada nos tubos de fluxo no lugar de fio. A relação entre campo gerado e corrente deve ser linear e podemos aplicar um princípio de superposição. Então no lugar da (7.1.6) temos uma soma sobre todos os tubos de fluxo:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_k \oint_k \frac{I_k d\vec{\ell} \times (\vec{r} - \vec{r}_k)}{|\vec{r} - \vec{r}_k|^3} \quad (7.1.7)$$

A todo rigor isto é ainda uma aproximação, pois mesmo que os tubos de fluxo estejam muito mais finos do que o arame grosso original, eles ainda não são linhas matemáticas.

Mas podemos escrever uma expressão exata com um processo limite considerando cada vez mais e mais tubos de fluxo que ficam cada vez mais finos.



Imagine que já estejamos neste processo limite com tubos de fluxo tão finos que possamos fazer certas aproximações lineares: a corrente I_k do k -ésimo tubo de fluxo pode ser escrita como um simples produto do vetor superfície \vec{S}_k da secção transversal do tubo e a densidade de corrente; $I_k = \vec{S}_k \cdot \vec{j}(\vec{r}_k)$. A figura 7.1.11 mostra um segmento infinitesimal de um tubo de fluxo. O vetor deslocamento $\delta\vec{\ell}_k$ descreve o avanço no processo de integração quando se percorre a linha de integração.

Fig. 7.1.11 Segmento infinitesimal de um tubo de fluxo.

Repare que os vetores $\vec{j}(\vec{r}_k)$ e $\delta\vec{\ell}_k$ são paralelos. Ambos podem ser escritos com a ajuda do vetor unitário tangencial à curva que descreve o tubo de fluxo.

$$\vec{j}(\vec{r}_k) = j(\vec{r}_k)\hat{t}, \quad \delta\vec{\ell}_k = \delta\ell_k\hat{t} \quad (7.1.8)$$

Então a contribuição infinitesimal para o campo magnético proveniente de um segmento infinitesimal do k -ésimo tubo de fluxo é

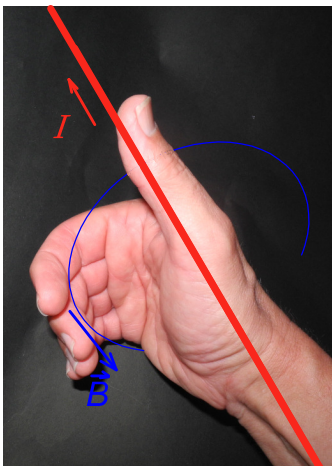
$$\begin{aligned}
\delta \vec{B}_k(\vec{r}) &= \frac{\mu_0 I_k \delta \vec{\ell}_k \times (\vec{r} - \vec{r}_k)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_k|^3} = \\
&= \frac{\mu_0 (\vec{S}_k \cdot \hat{t} j(\vec{r}_k)) \delta \ell_k \hat{t} \times (\vec{r} - \vec{r}_k)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_k|^3} = \\
&= \frac{\mu_0 (\vec{S}_k \cdot \hat{t} \delta \ell_k) j(\vec{r}_k) \hat{t} \times (\vec{r} - \vec{r}_k)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_k|^3} = \\
&= \frac{\mu_0 (\vec{S}_k \cdot \hat{t} \delta \ell_k) \vec{j}(\vec{r}_k) \times (\vec{r} - \vec{r}_k)}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_k|^3}
\end{aligned}
\tag{7.1.9}$$

A expressão em parênteses $(\vec{S}_k \cdot \hat{t} \delta \ell_k)$ é o volume infinitesimal do segmento de tubo de fluxo. Somando as contribuições de todos os segmentos e de todos os tubos de fluxo geramos no limite uma integral de volume. Então chegamos à seguinte forma da lei de Biot-Savart:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j}(\vec{r}_l) \times (\vec{r} - \vec{r}_l)}{|\vec{r} - \vec{r}_l|^3} d^3\vec{r}_l
\tag{7.1.10}$$

Fora dos condutores, a densidade de corrente é zero, e podemos estender a integral sobre todo o espaço físico.

Espera-se do aluno dedicado que ele elabore suas próprias notas e de certa forma redescubra as leis. Os exercícios “Escreva os pontos de destaque desta seção” servem como ponto de partida para este tipo de estudo. Logo após o estudo, o bom aluno terá a impressão de que tudo está agora tão claro e óbvio, e as fórmulas principais certamente nunca mais serão apagadas da memória. Mas infelizmente isto é uma ilusão. Bastam duas semanas de férias e nossa mente já não lembra mais direito se na lei de Biot-Savart temos $\vec{j}(\vec{r}_l) \times (\vec{r} - \vec{r}_l)$ ou $(\vec{r} - \vec{r}_l) \times \vec{j}(\vec{r}_l)$. Isto não vale apenas para o aluno. Garanto que o seu professor depois de ter lecionado um semestre de termodinâmica ao voltar para a Física III terá a mesma dificuldade. Por esta razão é bom ter um método para a determinação do sentido do campo gerado por uma corrente que independa da fórmula e que tenha talvez uma permanência maior na nossa memória. Este método funciona da seguinte maneira:



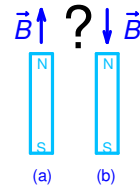
Imagine um fio condutor com corrente $I > 0$. Coloque o polegar da sua mão direita encostado paralelamente ao fio condutor com a orientação tal que o polegar aponte no mesmo sentido da seta de definição da corrente. Então os demais dedos da mão formam as linhas de campo e das suas unhas destes seus dedos saem os vetores \vec{B} . A figura 7.1.12 ilustra esta regra da mão direita da lei de Biot-Savart.

Fig. 7.1.12 Regra da mão direita referente à geração de campo magnético.

Exercícios

Fig. 7.1.13 Qual é o sentido do campo gerado por um ímã permanente?

E 7.1.1: Até agora não falamos se os vetores \vec{B} apontam de um polo norte de um ímã permanente para fora ou para dentro. A figura 7.1.13 mostra esta dúvida. Para descobrir qual versão (a) ou (b) está correta compre uma pequena bússola numa papelaria. A agulha da bússola tem duas pontas de colorações diferentes. Observando os lugares do nascer (leste) e pôr (oeste) do sol determine qual extremidade da bússola aponta para o norte. Esta extremidade é o polo norte da bússola e ela é atraída pelo polo sul de um ímã permanente. Coloque a bússola numa mesa de madeira e estique um fio de cobre grosso 1 cm acima da bússola com uma orientação paralela à agulha. Conecte o fio numa bateria e observe a deflexão da bússola. Use a regra da mão direita da lei de Biot-Savart e determine o sentido do vetor \vec{B} no local da bússola. Com os resultados desta experiência tire a dúvida exposta na figura 7.1.13.



E 7.1.2: Começamos com a lei de Biot-Savart na formulação válida para fios finos e deduzimos posteriormente uma formulação com densidade de corrente. Imagine que tivéssemos começado inversamente com a formulação (7.1.10). Deduza a (7.1.5), válida para fios finos, a partir da versão com densidade de corrente.

E 7.1.3: Escreva os pontos de destaque desta seção.