

Lei de indução de Faraday: Uma verificação experimental

(*Faraday's law of induction: an experimental verification*)

Roberto Hessel¹, Agnaldo A. Freschi², Francisco J. dos Santos¹

¹Departamento de Física, Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Rio Claro, SP, Brasil

²Centro de Engenharia, Universidade Federal do ABC, Santo André, SP, Brasil

Recebido em 21/10/2014; Aceito em 19/12/2014; Publicado em 31/3/2015

Embora existam inúmeras demonstrações relativamente simples para ilustrar a lei de indução de Faraday, experimentos quantitativos são menos comuns. Neste trabalho descrevemos um procedimento experimental para investigar a validade da lei de Faraday e adequado para ser utilizado em um laboratório de física básica. A montagem descrita permite registrar a força eletromotriz induzida numa bobina graças à passagem de um ímã de neodímio em queda livre através dela. A partir da análise dos pulsos induzidos em função da velocidade do ímã ao passar pelo centro da bobina mostramos que os resultados obtidos são consistentes com a lei de Faraday. Além disso, mostramos também que a distância entre os picos de tensão induzida numa bobina suficientemente chata é igual ao comprimento do ímã.

Palavras-chave: lei de indução de Faraday, força eletromotriz, laboratório de física básica.

Although there are many relatively simple demonstrations to illustrate Faraday's law of induction, quantitative experiments on this subject are less common. This paper describes an experimental procedure suitable for use in a basic physics laboratory for investigating the validity of Faraday's law. The described setup allows recording the electromotive force induced in a coil due to the passage of a neodymium magnet in free fall through it. The analysis of the induced pulses as a function of the speed of the magnet measured on the center of the coil show that the results are consistent with Faraday's law. We also show that the distance between the voltage peaks induced in the coil is equal to the length of the magnet.

Keywords: Faraday's law of induction, electromotive force, basic physics laboratory.

1. Introdução

Em 1831, Faraday observou que o movimento de um ímã nas proximidades de uma bobina condutora provocava o aparecimento de uma corrente na bobina. Se surge uma corrente na bobina, é porque existe uma força eletromotriz (*fem*) responsável por ela. Essa *fem* é denominada *fem* induzida.

Faraday não chegou a formular equações para explicar seus resultados, mas percebeu que a intensidade da *fem* induzida dependia da rapidez com que movimentava o ímã [1]. Medidas dessa *fem* induzida mostram que, na verdade, ela depende da taxa de variação do fluxo magnético ϕ através da bobina com o tempo, $d\phi/dt$, um resultado postulado originalmente por Neumann em 1847 e conhecido por alguns como "lei de Neumann" ou "lei de Faraday-Neumann" [1-3].

Mas Faraday observou também que existem outras situações nas quais se observa o aparecimento de uma *fem* induzida. Se, por exemplo, uma barra metálica

de comprimento l se desloca com velocidade v paralelamente a si mesma e perpendicularmente às linhas de indução de um campo magnético uniforme de intensidade B , haverá, devido à ação de forças magnéticas, uma separação de cargas, de modo que uma das extremidades da barra ficará eletrizada positivamente e a outra negativamente. Existe, portanto, uma diferença de potencial entre suas extremidades que será mantida enquanto a barra permanecer em movimento. Ou seja, a barra comporta-se como um gerador de força eletromotriz. Neste caso, mostra-se que a *fem* induzida é dada por Blv [2-4]. Embora, nesta situação, não haja uma área bem definida através da qual se possa calcular o fluxo, ainda assim é possível se utilizar a expressão $d\phi/dt$ como uma forma alternativa para se descrever o mesmo resultado. Para isso, costuma-se introduzir o conceito de "área varrida" pelo condutor enquanto se desloca no campo magnético. Se $A = lx$ é a área varrida pela barra durante um certo intervalo de tempo, então

²E-mail: agnaldo.freschi@ufabc.edu.br.

$dA/dt = ldx/dt = lv$ e $Blv = BdA/dt = d(BA)/dt$. Como o produto BA é o fluxo magnético ϕ através da área A , resulta $Blv = d\phi/dt$. Conclui-se, portanto, que a *fem* induzida resultante do movimento da barra também pode ser calculada aplicando-se a expressão $d\phi/dt$ [4-6]. No entanto, é importante destacar que na primeira situação a *fem* induzida resulta de uma variação do fluxo através da bobina enquanto na segunda deve-se ao movimento de um condutor cortando linhas de campo, sem que necessariamente o campo varie com o tempo.

Existem muitas demonstrações relativamente simples, que podem ser reproduzidas facilmente numa sala de aula para ilustrar a lei de indução da Faraday [7-12], mas experimentos quantitativos e adequados para um laboratório didático são menos comuns. A *fem* induzida que se deseja medir pode ser obtida tanto por meio de um condutor forçado a se movimentar num campo magnético [13-16] como por meio da variação do fluxo magnético através de um circuito fechado, deixando, por exemplo, um ímã cair através de uma bobina [17,18].

Neste artigo, descrevemos os resultados de um trabalho cujo foco é confirmar a validade da lei de Faraday de maneira simples e convincente. Isto foi feito, essencialmente, deixando-se cair um ímã através de uma bobina e mostrando, a partir da lei de Faraday, que existe uma relação simples entre a tensão induzida na bobina e a velocidade do ímã. Nosso experimento é conceitualmente similar aos descritos nas Refs. [17] e [18], mas a abordagem aqui apresentada simplifica a análise dos dados e torna o trabalho mais acessível para a maioria dos estudantes com algum conhecimento de física básica. Partindo da descrição do fluxo magnético produzido por um ímã permanente em uma bobina, chegamos a uma expressão que relaciona a tensão induzida na bobina com o produto da velocidade do ímã com a derivada espacial do fluxo. Em nosso experimento, o ímã é deixado cair em queda livre e tem, portanto, velocidade variável no tempo; contudo, mostramos que para velocidades suficientemente elevadas, o valor pico-a-pico da tensão induzida na bobina ao ser atravessada pelo ímã pode ser calculado a partir da velocidade do ímã quando este passa pelo seu centro. Do ponto de vista didático, essa abordagem traz duas vantagens: *i*) simplifica a realização do experimento ao dispensar o uso de uma máquina de Atwood para tornar constante a velocidade de queda do ímã [18] e *ii*) facilita a análise dos dados, uma vez que a velocidade do ímã pode ser calculada diretamente a partir da expressão de queda livre de um corpo, para o qual necessitamos conhecer apenas a altura da queda (tomada em relação aos centros do ímã e da bobina) e a aceleração devido à gravidade.

2. Teoria

2.1. Fluxo magnético através de uma espira produzido por um ímã permanente

Uma espira circular e um ímã cilíndrico permanente são posicionados coaxialmente como mostra a Fig. 1. O eixo z , com origem no centro da espira e apontando no sentido Sul-Norte, coincide com os eixos da espira e do ímã, cujas linhas de indução do campo magnético também estão indicadas na figura.

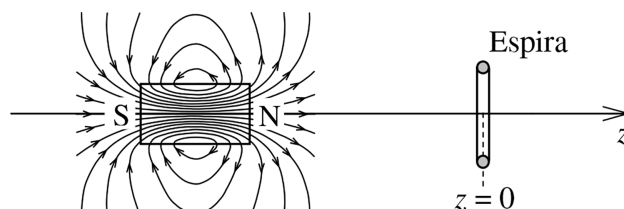


Figura 1 - Diagrama esquemático mostrando um ímã permanente e uma espira circular alinhados ao longo do eixo z com origem no centro na espira.

Imaginemos agora um experimento em que medimos o fluxo ϕ do campo magnético através da espira para diferentes posições z do centro de massa do ímã. O fluxo ϕ depende, naturalmente, da posição do ímã em relação à espira; ϕ é pequeno quando o ímã está afastado da espira e assume seu valor máximo quando está no seu centro, pois nessa posição a densidade de linhas de campo é máxima. Isto pode ser visualizado qualitativamente por meio de um gráfico do fluxo através da espira em função da posição z do ímã em relação à espira, como mostra a linha cheia na Fig. 2. Por razões que ficarão claras mais adiante, uma grandeza de interesse é a derivada espacial $d\phi/dz$, ilustrada pela linha tracejada na figura.

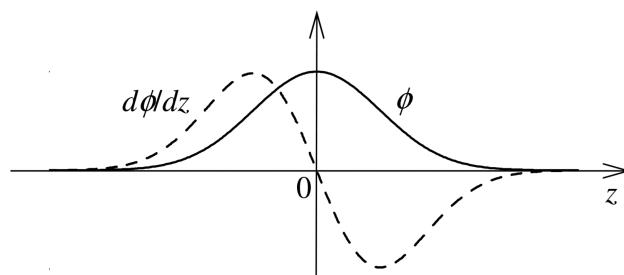


Figura 2 - Fluxo ϕ e sua derivada espacial $d\phi/dz$ em função da posição z do ímã em relação à espira.

2.2. Força eletromotriz induzida na espira

Suponhamos, em seguida, o ímã da Fig. 1 movimentando-se ao longo do eixo z em direção à espira. A variação do fluxo através da espira quando o ímã passa de uma posição z_1 para $z_1 + \Delta z$ independe do fato do ímã passar mais ou menos rapidamente por essa posição. No entanto, a *fem* induzida na espira depende, segundo Faraday, da velocidade com que o ímã passa por essa

posição. Isto sugere escrever a *fem* (ε) correspondente à passagem do ímã por $z = z_1$ no tempo $t = t_1$, como $\varepsilon \propto (d\phi/dt)_{t=t_1} = (d\phi/dz)_{z=z_1} \times (dz/dt)_{z=z_1} = (d\phi/dz)_{z=z_1} \times v_{z=z_1}$, onde $v_{z=z_1}$ é a velocidade do ímã ao passar em $z = z_1$ e a quantidade $(d\phi/dz)_{z=z_1}$ independe de v . Em outras palavras: para uma dada posição z_1 do ímã em relação à espira, a *fem* induzida na espira é proporcional à velocidade v do ímã ao passar por z_1 .

3. A experiência

3.1. A montagem experimental

A Fig. 3A mostra, esquematicamente, a montagem utilizada em nossos experimentos. Ela consiste essencialmente em um tubo de acrílico de 21 mm de diâmetro externo, 16 mm de diâmetro interno e 50 cm de comprimento, através do qual o ímã em queda livre atravessa a bobina. O tubo é mantido em posição vertical por meio de uma estrutura de madeira, cuja base se apóia em 3 parafusos de ajuste por meio dos quais podemos nivelar a estrutura. A bobina chata, encaixada no tubo, é enrolada num carretel com um furo central de diâmetro pouco maior que o diâmetro externo do tubo. A bobina está apoiada num suporte de madeira a uma distância h da extremidade superior do tubo; esse suporte dispõe de um furo, com diâmetro idêntico ao do tubo, que pode ser alargado ligeiramente graças à abertura mostrada na Fig. 3B. Com isso, uma vez introduzido no tubo, o suporte pode ser facilmente ajustado e mantido, sob pressão, na posição desejada.

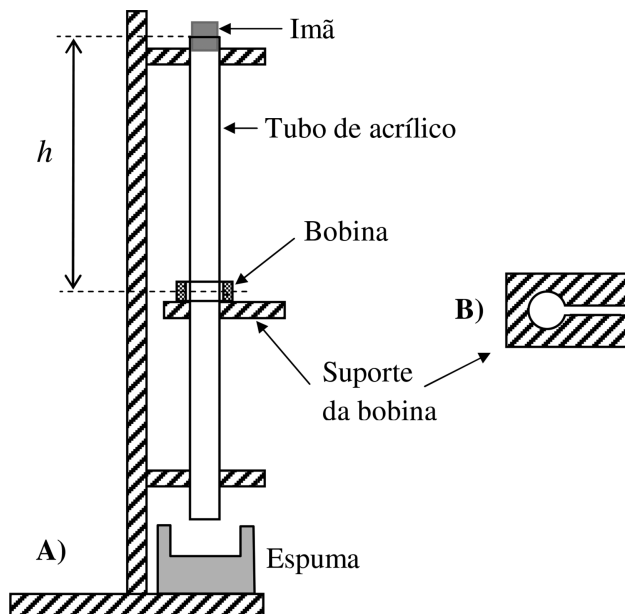


Figura 3 - Esquema da montagem utilizada em nossos experimentos. A bobina é mantida em circuito aberto e o ímã é deixado cair em queda livre de uma altura h com relação à bobina.

Para realização do experimento enrolamos duas bobinas: uma delas tem diâmetro interno de 24 mm, es-

peçura de 5 mm e 20 espiras distribuídas em uma única camada; a outra, com as mesmas dimensões geométricas, tem 40 espiras distribuídas em duas camadas. Ambas foram enroladas com fio número 32 em carretéis de PVC. Para medida da *fem* induzida na bobina pela passagem do ímã, conectamos os terminais da bobina à entrada de um amplificador operacional (LM741) na configuração seguidor-emissor [19]. Nessa configuração, o operacional funciona como um isolador, cuja impedância de entrada (vista da bobina) é virtualmente infinita. Assim, a bobina comporta-se praticamente como circuito aberto, de modo que a corrente nela induzida pela passagem do ímã e seu correspondente campo magnético são desprezíveis. Forças retardadoras de origem magnética são, portanto, também desprezíveis e não afetam de maneira mensurável o movimento do ímã ao passar através da bobina [20]. O circuito contendo o amplificador operacional foi montado em uma placa colocada imediatamente ao lado da bobina. A visualização e medida da *fem* induzida é feita conectando-se a saída do amplificador operacional a um osciloscópio digital.

3.2. Análise dos dados

O experimento consiste em soltar um ímã cilíndrico de neodímio a partir da borda superior do tubo de acrílico e medir a *fem* induzida na bobina, mantida a uma distância h da borda do tubo (Fig. 3A). O ímã cilíndrico tem um comprimento de 15 mm e diâmetro também de 15 mm. Como esse diâmetro é um pouco menor que o diâmetro interno do tubo (16 mm), ele pode cair praticamente em queda livre, isto é, sem encontrar resistência significativa. Assim, desprezando possíveis atritos, a velocidade do ímã ao passar pelo centro da bobina é dada por $v = \sqrt{2gh}$. Por outro lado, a passagem do ímã através da bobina induz nela uma *fem* proporcional a $d\phi/dt$, como previsto pela lei de Faraday.

O campo magnético produzido por um ímã uniformemente magnetizado é equivalente ao campo produzido por um solenóide com as mesmas dimensões características do ímã. Por isso, o campo magnético do ímã no entorno de sua região central é uniforme e máximo e varia rapidamente à medida que nos aproximamos das extremidades. Nas extremidades, a intensidade do campo ao longo do seu eixo cai para a metade e externamente ao ímã tende rapidamente para zero quando nos afastamos delas [21]. A Fig. 4 mostra o aspecto da *fem* induzida na bobina em função do tempo. Como os ímãs de neodímio têm uma magnetização bastante uniforme [22], a *fem* induzida se anula quando o centro do ímã passa pelo centro da bobina, seja porque nesse momento a variação do fluxo é praticamente nula [20,21], seja por uma questão de simetria. O segundo pico é pouco maior que o primeiro porque a rapidez com que o ímã se afasta da bobina é pouco maior do que a rapi-

dez com que se aproxima. Os valores máximo e mínimo de tensão foram medidos utilizando os cursores horizontais do osciloscópio digital, fornecendo respectivamente 307 mV e -320 mV; o valor pico-a-pico (ε_{pp}) da oscilação é então de 627 mV para o exemplo ilustrado. Uma observação prática importante refere-se ao tipo de acoplamento de entrada utilizado no osciloscópio, que deve estar selecionado em CC. Isso porque o acoplamento CA embute um filtro passa-alta (cuja frequência de corte é tipicamente da ordem de 10 Hz) que provoca atenuação da amplitude dos pulsos produzidos.

A partir da Fig. 4 (ver também Tabela 1), podemos concluir que o intervalo de tempo Δt decorrido entre a geração dos picos de tensão é aproximadamente igual a 8,2 ms (medido através dos cursores verticais do osciloscópio). Já a distância entre os picos, definida como δ , é dada por $\bar{v}\Delta t$, onde \bar{v} é a velocidade média do ímã entre os instantes em que os picos foram gerados. Considerando que 8,2 ms é muito menor que 202 ms (correspondente ao tempo de queda do ímã para o exemplo em questão), vale a aproximação $\bar{v} = \sqrt{2gh}$, de modo que $\delta = 1,6$ cm ($g = 976$ cm/s²); vale notar que esse valor é praticamente igual ao comprimento do ímã (1,5 cm).

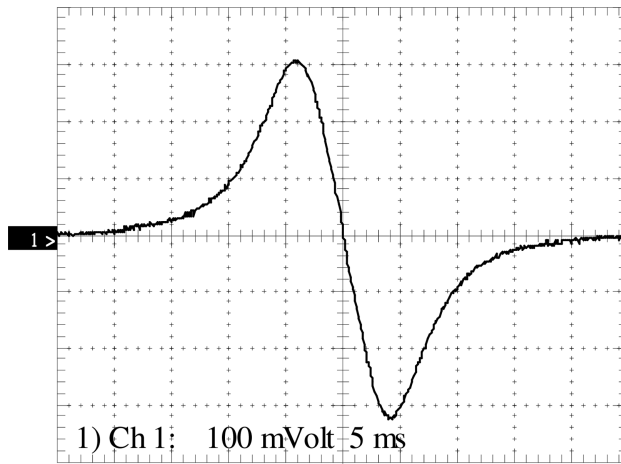


Figura 4 - Curva típica obtida na tela do osciloscópio (Canal 1: eixo vertical em 100 mV/divisão, eixo horizontal em 5 ms/divisão, acoplamento CC). O dado experimental ilustrado refere-se à bobina de 20 espiras, com o ímã em queda livre a partir de uma altura $h = 20$ cm.

É possível mostrar também que a tensão pico-a-pico ε_{pp} está relacionada com a velocidade do ímã ao passar pelo centro da bobina. Imaginemos o ímã em queda livre passando pelas posições z_1 e $z_2 = -z_1$, como mostra a Fig. 5. Considerando a magnetização do ímã uniforme, podemos afirmar que a derivada espacial do fluxo através da bobina quando o ímã passa por z_1 é, a menos do sinal, igual à derivada do fluxo quando passa por $z_2 = -z_1$, ou seja, $|(d\phi/dz)_{z=z_1}| = |(d\phi/dz)_{z=-z_1}| \equiv \kappa$. Isto significa que os valores absolutos das forças eletromotrizes induzidas, ε_1 e ε_2 , quando o ímã passa respectivamente pelas posições z_1 (com velocidade v_1) e $z_2 = -z_1$ (com velocidade de v_2) são dados por $|\varepsilon_1| = \kappa v_1$ e $|\varepsilon_2| = \kappa v_2$ (ver item 2.2). Se ε_1 e ε_2 são os

valores de pico da *fem* induzida, a tensão pico-a-pico é então dada por

$$\varepsilon_{pp} = |\varepsilon_1| + |\varepsilon_2| = \kappa(v_1 + v_2). \quad (1)$$

Do ponto de vista de uma verificação experimental, é conveniente escrever a Eq. (1) como

$$\varepsilon_{pp} = \kappa \frac{v_2^2 - v_1^2}{v_2 - v_1} = 2g\kappa \frac{\Delta z}{\Delta v}. \quad (2)$$

Mas $\Delta v = v_2 - v_1 = g\Delta t$, de modo que

$$\varepsilon_{pp} = 2\kappa \frac{\Delta z}{\Delta t}. \quad (3)$$

Se o intervalo de tempo Δt é muito menor que o tempo total de queda t ($\Delta t \ll t$), o fator $\Delta z/\Delta t$ é igual à velocidade $v = \sqrt{2gh}$ do ímã ao passar pelo centro da bobina. De fato, usando a diferencial da equação horária do movimento de queda livre do ímã ($z = gt^2/2$), resulta $\Delta z \cong gt\Delta t$ ou $\Delta z/\Delta t = gt = v$, expressão válida para $\Delta t \ll t$. Desse modo, a Eq. (3) pode ser escrita como $\varepsilon_{pp} = 2\kappa v$, ou seja $\varepsilon_{pp} \propto v$; para verificar esta relação, basta portanto levantar o gráfico de ε_{pp} vs. v .

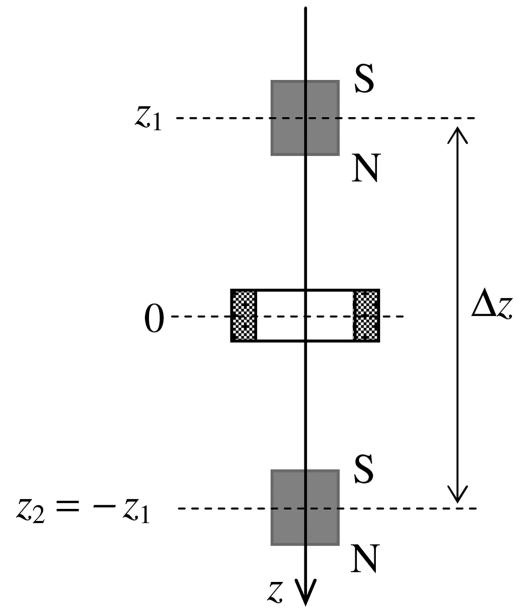


Figura 5 - Esquema mostrando o ímã em duas posições simétricas em relação ao centro da bobina. Nessas posições, o fluxo do campo magnético através da bobina é o mesmo.

3.3. Resultados

Os dados constantes da Tabela 1 foram gerados a partir de um conjunto de figuras semelhantes àquela mostrada na Fig. 4. Para obtê-los, o ímã de neodímio, inicialmente em repouso na borda do tubo da Fig. 3A, foi liberado de alturas h variando desde 10 cm até 45 cm.

Os dados experimentais da velocidade v e da tensão pico-a-pico ε_{pp} estão mostrados na Fig. 6. Nessa figura, os pontos correspondem aos dados experimentais

e as linhas sólidas à curvas de ajuste linear, do tipo $\varepsilon_{pp} = av$. Os gráficos mostram, primeiramente, que ε_{pp} é realmente proporcional à v , como se esperava (item 3.2). Além disso, mostram também que para uma dada velocidade v a tensão ε_{pp} é proporcional ao número N de espiras (como previsto pela lei de Faraday) uma vez que a inclinação da reta para a bobina de 40 espiras ($a = 0.647$ V·s/m) é, dentro do erro experimental, o dobro daquela correspondente à bobina de 20 espiras

($a = 0.320$ V·s/m). Neste ponto, é importante observar que, para testar a dependência entre a *fem* induzida e o número de espiras é necessário escolher bobinas de raios idênticos ou muito próximos, pois a tensão ε_{pp} para uma dada velocidade do ímã, depende também do raio da bobina [17,18]. Por isso construímos uma bobina com uma única camada de fio e a outra com duas, utilizando em ambas um fio bastante fino (diâmetro de 0,25 mm).

Tabela 1 - Dados experimentais para as bobinas de 20 e 40 espiras, respectivamente. h : distância entre o centro de massa do ímã e o centro da bobina; $v = (2gh)^{1/2}$: velocidade do ímã no centro da bobina; $t = (2h/g)^{1/2}$: tempo de queda do ímã até o centro da bobina; Δt : tempo decorrido entre a geração dos picos da *fem* induzida; $\delta = v\Delta t$: distância entre os picos; ε_{pp} : tensão pico-a-pico da *fem* induzida.

N	h (cm)	v (m/s)	t (ms)	Δt (ms)	δ (cm)	ε_{pp} (V)
20	10	1.40	143	11.5	1.61	0.447
	15	1.71	175	9.41	1.61	0.552
	20	1.98	202	8.23	1.63	0.633
	25	2.21	226	7.29	1.61	0.712
	30	2.42	248	6.77	1.64	0.775
	35	2.61	268	6.08	1.59	0.839
	40	2.80	286	5.75	1.61	0.892
	45	2.96	304	5.42	1.61	0.948
40	10	1.40	143	11.8	1.64	0.905
	15	1.71	175	9.59	1.64	1.09
	20	1.98	202	8.34	1.65	1.26
	25	2.21	226	7.34	1.62	1.44
	30	2.42	248	6.69	1.62	1.57
	35	2.61	268	6.27	1.64	1.68
	40	2.80	286	5.88	1.64	1.82
	45	2.96	304	5.46	1.62	1.93

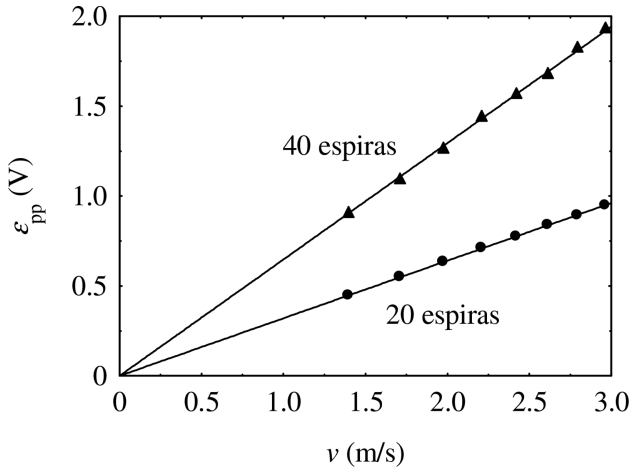


Figura 6 - Tensão pico-a-pico da *fem* induzida como uma função da velocidade do ímã ao passar pelo centro da bobina. Os pontos correspondem aos dados experimentais da Tabela 1 e as linhas cheias à curvas de ajuste linear.

Da Tabela 1 podemos concluir também que o valor médio da distância entre os picos ($\delta = 1,6$ cm) é aproximadamente igual ao comprimento do ímã (1,5 cm). Para verificar se esse resultado não é mera coincidência, unimos (com os pólos invertidos) primeiramente 2 e depois 3 ímãs idênticos ao primeiro, formando assim

um ímã com comprimento de 3,00 cm e o outro com 4,50 cm. O experimento foi então repetido e os resultados obtidos para δ foram, respectivamente, 3,00 cm e 4,53 cm, evidenciando portanto que não se trata de coincidência; vale dizer que no caso de um único ímã, a concordância parece não ser tão satisfatória (diferença da ordem de 1 mm) como o foi para o conjunto de 2 e 3 ímãs. Isto pode ser atribuído ao fato de que, no primeiro caso, a bobina não ser chata o suficiente (quando comparada ao comprimento do ímã) para ser considerada como um anel, que seria o ideal. Qualitativamente, isso pode ser entendido recorrendo-se ao modelo utilizado por B. Irvine e cols. [22] para determinar analiticamente o fluxo através de um anel num esquema semelhante ao ilustrado na Fig. 1. Segundo esses autores, como o ímã cilíndrico de neodímio tem uma magnetização muito uniforme, podemos aproximar o campo \mathbf{B} do ímã como se fosse produzido por dois discos com densidades superficiais de carga magnética $\pm\sigma_m$, onde σ_m é igual ao módulo da magnetização \mathbf{M} do ímã. Nesse modelo, os discos estão localizados nas faces do ímã e, portanto, separados por uma distância igual ao seu comprimento (Veja, também, as Refs. [24] e [25].) Por esse modelo, os valores máximos das tensões induzidas na bobina correspondem às passagens dos dis-

cos por ela, de modo que a distância entre os picos deve ser igual ao comprimento do ímã. Embora esses autores não estivessem preocupados com esta questão em particular, os resultados obtidos por eles confirmam essa idéia (ver Fig. 7 na Ref. [22]).

A hipótese de magnetização uniforme assumida neste trabalho implica também que o ímã foi simetricamente magnetizado. Para verificar a simetria de magnetização, basta soltar o ímã de uma mesma altura, ora com um dos pólos voltado para baixo (por exemplo, o pólo norte), ora com o outro pólo (sul). A Fig. 7 mostra um resultado típico obtido a partir de um experimento realizado seguindo esse procedimento. Tomemos por exemplo a curva sólida, que corresponde em nossos experimentos à condição na qual o pólo norte está voltado para baixo. Uma vez que o ímã cai em queda livre, sua velocidade aumenta com o tempo e, assim, a tensão do primeiro pico (0.268 V) é, em módulo, menor que a tensão do segundo pico (0.283 V). Quando invertemos os pólos do ímã (com o sul voltado para baixo), o resultado obtido, ilustrado pela curva tracejada, é praticamente idêntico ao observado anteriormente a menos de uma inversão no sinal da *fem* induzida. Se o ímã não tivesse sido magnetizado simetricamente, isto não aconteceria [17].

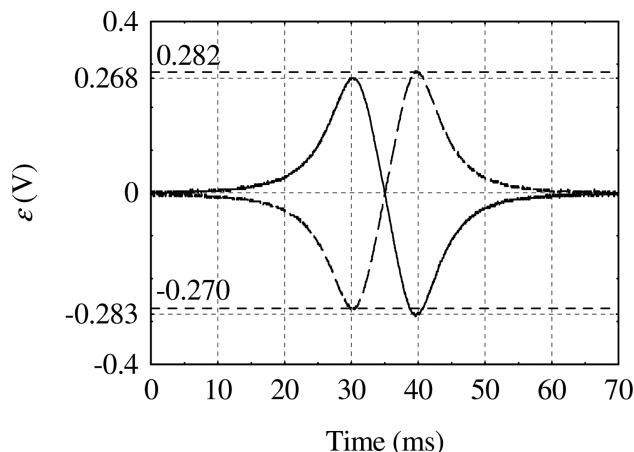


Figura 7 - Pulsos induzidos na bobina para um ímã liberado da borda do tubo, ora com o pólo norte voltado para baixo (linha cheia), ora com o pólo sul (linha tracejada).

4. Conclusões

Neste artigo, descrevemos uma montagem por meio da qual o estudante pode testar de maneira rápida e convincente aspectos fundamentais da lei de indução de Faraday, analisando a *fem* induzida numa bobina em função da velocidade de um ímã em queda livre ao passar através dela. A montagem é de fácil construção e utiliza componentes mecânicos que podem ser facilmente encontrados. Para aquisição e medida dos sinais de tensão induzidos na bobina utilizamos um osciloscópio digital de baixo custo, uma vez que os sinais gerados não necessitam grande largura de banda

para detecção. Um aspecto importante deste trabalho é que conseguimos relacionar, utilizando apenas princípios básicos da mecânica e com um mínimo de formalismo matemático, a tensão pico-a-pico da *fem* induzida com a velocidade do ímã ao passar pelo centro da bobina. Isto facilitou enormemente a análise dos dados e tornou o trabalho mais acessível para estudantes com algum conhecimento de física básica, bem como adequado para ser reproduzido em laboratórios de física básica.

Agradecimentos

Os autores agradecem à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) e ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo apoio financeiro para realização deste trabalho.

Referências

- [1] J. Roche, Phys. Ed. **22**, 91 (1987).
- [2] G.A. G. Bennet, *Electricity and Modern Physics* (Edward Arnold, London, 1974), p. 62-87.
- [3] G. Sengberg, *Eletricidade: Eletromagnetismo* (Nobel, São Paulo, 1971), 5ª ed., cap. III.
- [4] M. Alonso & E.J. Finn, *Física: Um Curso Universitário* (Editora Edgard Blücher, São Paulo, 1972), v. 2, p.188-197.
- [5] D. Halliday e R. Resnick, *Física* (Livros Técnicos e Científicos Editora, Rio de Janeiro, 1981), v. 3, 3ª ed., Exemplo 3, p.227.
- [6] F.W. Sears, M.W. Zemansky and H. D. Young, *College Physics* (Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts, 1991), 7ª ed., Example 32-3 e Example 32-6.
- [7] K.C. Mamola, *Apparatus for Teaching Physics* (AAPT, College Park, MD, 1998), p. 186-192.
- [8] G.D. Freier and F.J. Anderson, *A Demonstration Handbook for Physics* (AAPT, College Park, MD, 1996), p. E-38-39.
- [9] H.F. Meiners, *Physics Demonstration Experiments* (The Ronald Press, New York, 1970), v. II, p.932-948.
- [10] R.M. Sutton, *Demonstration Experiments in Physics* (AAPT, College Park, 2003), p. 339-342.
- [11] R. Hessel, Phys. Teacher **49**, 184 (2011).
- [12] D. Wood and J. Sebranek, Phys. Teacher **51**, 344 (2013).
- [13] E. Grimsehl, *A Textbook of Physics, v. III: Electricity an Magnetism*, editado por R. Tomaschek (Blackie & Son Ltd, London, 1933), p. 374-376.
- [14] J.W. Then, Am. J. Phys. **30**, 411 (1962).
- [15] R.D. Eagleton, Am. J. Phys. **55**, 621 (1987).
- [16] G.S. Smith, Am. J. Phys. **81**, 907 (2013).
- [17] R.C. Nicklin, Am. J. Phys. **54**, 422 (1986).
- [18] R. Kingman, S.C. Rowland, and S. Popescu, Am. J. Phys. **70**, 595 (2002).

- [19] R. Hessel e A.C. Perinotto, Revista Brasileira de Ensino de Física **33**, 4502 (2011).
- [20] L.T. Wood, R.M. Rottmann, and R. Barrera, Am. J. Phys. **72**, 376 (2004).
- [21] F.L. da Silveira & outros, Cad. Brasileiro de Ensino de Física **24**, 295 (2007).
- [22] B. Irvine, M. Kemnetz, A. Gangopadhyaya, and T. Rubel, Am. J. Phys. **82**, 273 (2014).
- [23] P. Carpena, Am. J. Phys. **65**, 135 (1997).
- [24] E.V. Bohn, *Introduction to Electromagnetic Fields and Waves* (Addison-Wesley Pub. Company, Reading, 1968), p. 177.
- [25] P. Lorrain, D.R. Corson and F. Lorrain, *Electromagnetic Fields and Waves* (W.H. Freeman and Company, New York, 1988), p. 379-380.