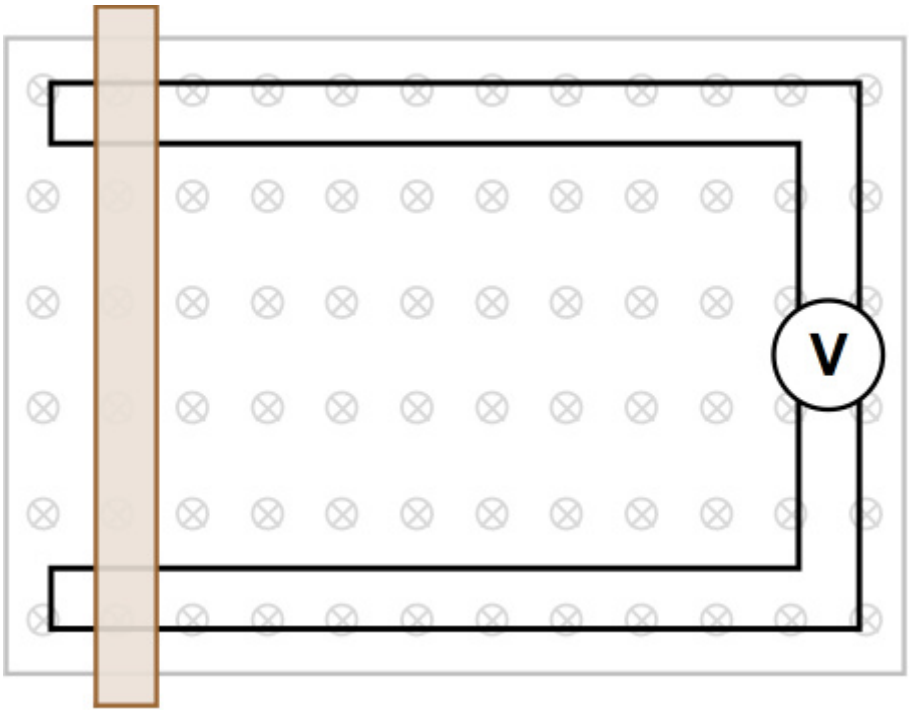
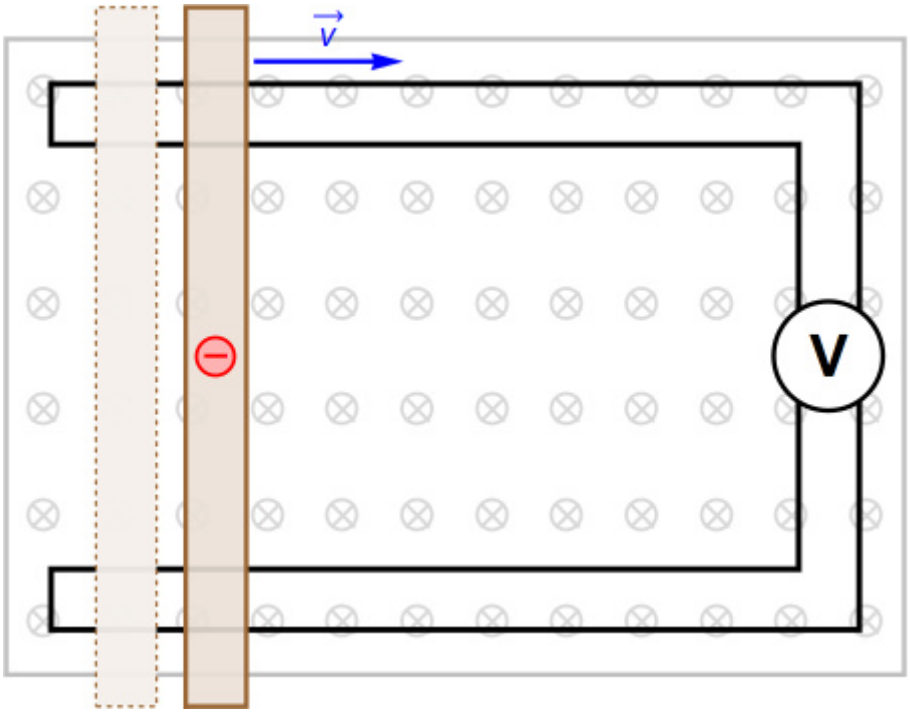
***Odvození Faradayova zákona elektromagnetické indukce

Postup, který se aplikuje při odvozování Faradayova zákona elektromagnetické indukce, se vyskytuje často i při řešení některých typů úloh.

Vyjdeme ze situace, kdy se v homogenním magnetickém poli o magnetické indukci $\vec{B}$ nachází izolovaný pevný vodič ve tvaru písmene „U“, k němuž je připojen voltmetr (viz obr. 146). Po tomto vodiči se bude pohybovat další izolovaný vodič tak, jak je zobrazeno na obr. 147, stálou rychlostí $\vec{v}$, jejíž směr je kolmý na směr magnetických indukčních čar uvažovaného magnetického pole.



Obr. 146



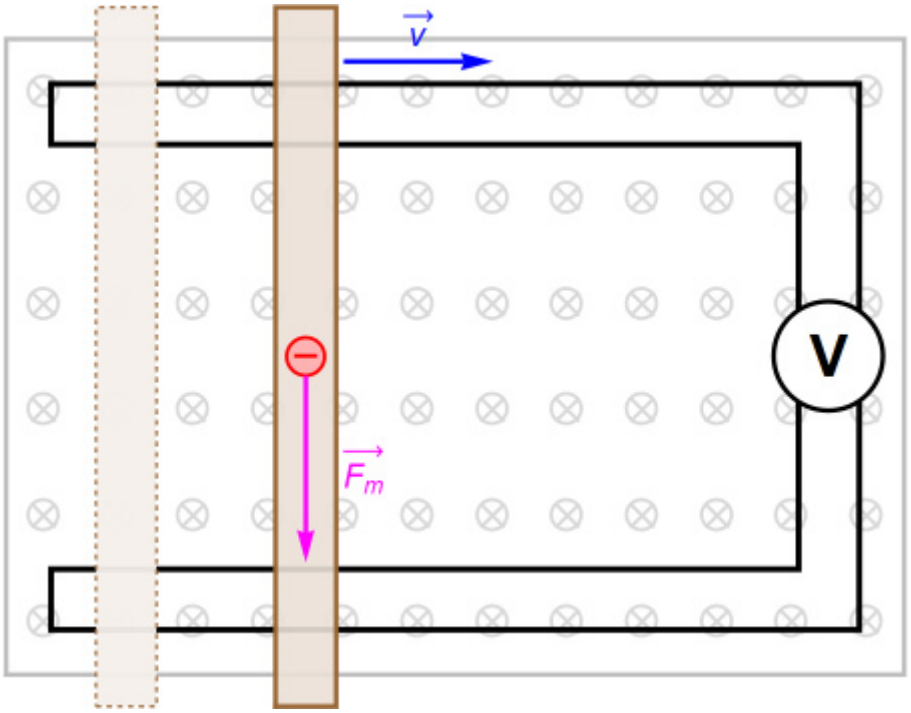
Obr. 147

Tento pohybující se vodič má aktivní délku *l*.

Aktivní délka vodiče je délka té části vodiče, kterou vodič zasahuje do magnetického pole, v němž se nachází (resp. v němž se pohybuje).

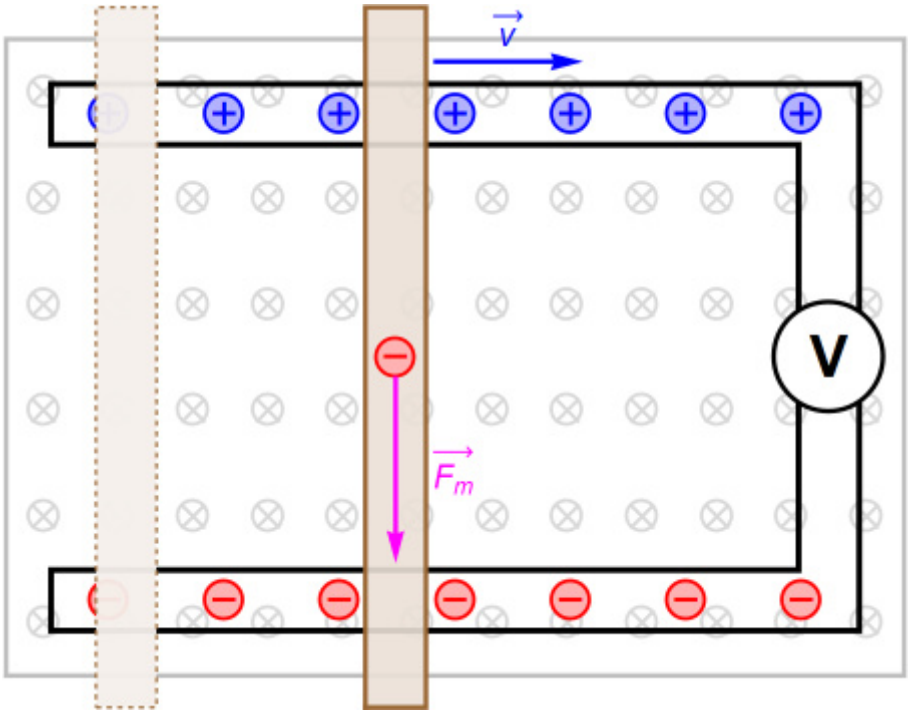
Během pohybu působí na volné elektrony v pohybujícím se vodiči magnetická síla $\overline{F_m}$ ve shodě s obr. 148. Její velikost je v uvažované situaci, kdy jsou vektory rychlosti pohybu vodiče a magnetické indukce homogenního magnetického pole navzájem kolmé, dána vztahem $F_m = BQv$. Směr této síly lze určit Flemingovým pravidlem levé ruky

Směr uvažované magnetické síly obecně vyplývá z definice magnetické síly působící na pohybující se částici v magnetickém poli, tedy ze vztahu $\overline{F_m} = Q\bar{v} \times \bar{B}$ s přihlédnutím k faktu, že náboj elektronu je záporný.



Obr. 148

Působením magnetické síly se budou volné elektrony v pohybujícím se vodiči tedy přesouvat směrem k dolní části pevného vodiče. Tím vznikne v horní části nedostatek záporně nabitých částic, a proto se tato část vodiče bude nabíjet kladně (viz obr. 149).

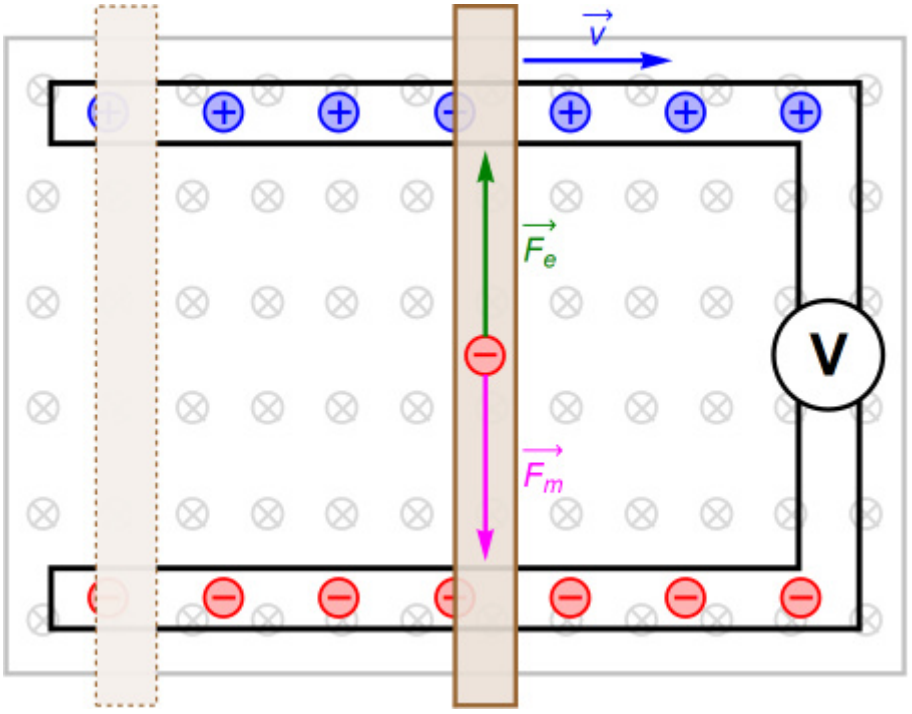


Obr. 149

Tímto způsobem vznikne elektrostatické pole s intenzitou $\vec{E}$, jejíž směr je dán rozložením elektrických nábojů na konci pohybujícího se vodiče: vektor $\vec{E}$ tedy směřuje od kladně nabitého konce vodiče k záporně nabitému konci vodiče, tj. ve směru magnetické síly $\vec{F}_m$ (působící na volné elektrony v pohybujícím se vodiči). Toto elektrostatické pole působí na elektrony v pohybujícím se vodiči elektrostatickou silou $\vec{F}_e$, pro niž platí $\vec{F}_e = Q\vec{E} = -e\vec{E}$, kde *e* je elementární náboj (a tedy až na znaménko také náboj elektronu).

Elektrostatická síla má tedy opačný směr než elektrická intenzita $\vec{E}$, a tedy i opačný směr než magnetická síla $\vec{F}_m$ (viz obr. 150).

Opačný směr elektrostatické síly vzhledem ke směru intenzity uvažovaného pole je dán tím, že uvažujeme působení této síly na elektron, který je nabitý záporně.



Obr. 150

S rostoucí hustotou elektronů v dolní části vodiče se silový účinek magnetické síly působící na volné elektrony v pohybujícím vodiči zeslabuje. Účinek magnetické síly bude nulový, až nastane rovnovážný stav, pro který platí: $\overline{F_m} - \overline{F_e} = \vec{o}$, neboli $\overline{F_m} = -\overline{F_e}$. V tomto rovnovážném stavu jsou tedy velikosti obou sil působících na elektrony v pohybujícím se vodiči stejně velké (ale díky výše uvedenému mají opačný směr).

Vlivem magnetické síly se přesouvají volné elektrony pohybujícího vodiče do dolní části. Tím se postupně zvyšuje rozdíl potenciálů mezi dolní a horní části vodiče, a je tedy stále těžší další elektrony do dolní části vodiče přesunout. S rostoucím počtem elektronů (a tedy i s rostoucím rozdílem potenciálů) mezi dolní a horní částí vodiče ale roste elektrostatická síla. Postupně její velikost vyrovná velikost magnetické síly a další elektrony se v pohybujícím vodiči již nebudou přesouvat – nastane rovnovážný stav.

Popsané působení magnetické síly na volné elektrony v pohybujícím se vodiči můžeme tedy popsat vznikem indukovaného elektrického pole s intenzitou $\overline{E_i} = \frac{\overline{F_m}}{Q} = \frac{\overline{F_m}}{-e}$.

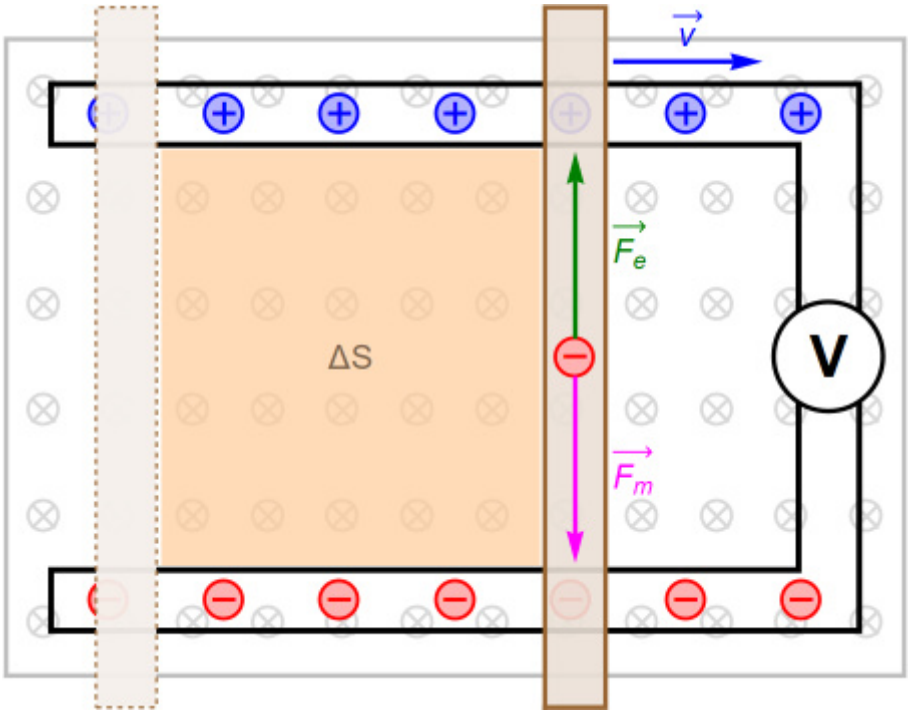
Volné elektrony uvádí do pohybu magnetická síla, která není elektrostatickou silou (nemá elektrostatický původ). Proto pole vytvořené působením této síly není elektrostatické.

V rovnovážném stavu popsaném výše tedy bude platit $\overline{E_i} = -\overline{E}$, tj. intenzita elektrostatického pole směřuje proti intenzitě indukovaného (neelektrostatického) pole.

Vzhledem k tomu, že pohybující se vodič je přímý a pohybuje se v homogenním magnetickém poli, je i indukované elektrické pole podél vodiče homogenní. Pro indukované napětí tak platí $U_i = E_i l = \frac{F_m}{Q} l = \frac{BQv}{Q} l = Bvl$. Velikost rychlosti pohybujícího se vodiče můžeme dále rozepsat ve tvaru $v = \frac{\Delta s}{\Delta t}$. Po dosazení do vztahu pro indukované napětí dostaneme: $U_i = B\frac{\Delta s}{\Delta t} l$. Součin $\Delta s l$ je přitom číselně roven obsahu plochy ΔS, kterou pohybující se vodič při svém pohybu opisuje (viz obr. 151). Proto můžeme vztah pro indukované napětí psát ve tvaru: $U_i = B\frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$, což je vztah popisující **Faradayův zákon elektromagnetické indukce**.

Během provedených úvah jsme hledali hodnotu indukovaného napětí. Ve Faradayově zákonu elektromagnetické indukce je navíc uvedeno znaménko mínus, tedy: $U_i = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$; znaménko mínus přitom popisuje polaritu indukovaného napětí.

Faradayův zákon elektromagnetické indukce byl odvozen za speciálních podmínek, které jsou ovšem v řadě středoškolských úloh a úvahách splněny. V obecném případě (pohyb vodiče šikmo přes pevný vodič, pohyb v nehomogenním magnetickém poli, ...) by bylo nutné užít vyšší matematiku (vektorový součin, diferenciální počet, integrální počet, ...).



Obr. 151

V uvažovaném obvodu plní pohybující se vodič funkci zdroje napětí a voltmetr ukazuje hodnotu svorkového napětí. Pokud můžeme zanedbat proud procházející voltmetrem, má toto svorkové napětí stejnou hodnotu jako indukované napětí. Tak můžeme měřit indukované napětí, které má význam elektromotorického napětí zdroje a jehož přímé měření není možné. Obě napětí mají vůči sobě opačnou polaritu.

Znaménko mínus ve Faradayově zákonu elektromagnetické indukce lze zdůvodnit i Lenzovým zákonem.

© Encyklopedie Fyziky (http://fyzika.jreichl.com); Jaroslav Reichl, Martin Všetička
Licence http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/ zakazuje úpravy a komerční distribuci.