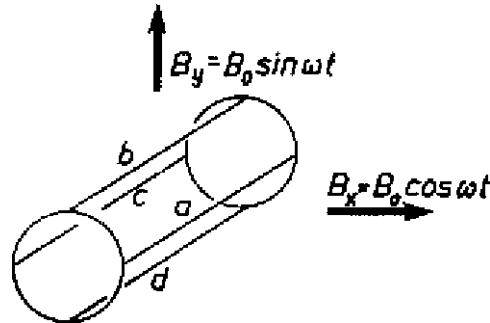


Vizsgáljuk meg, hogy a változó mágneses terek által indukált feszültségek hatására milyen áramok folynak a kalicka rúdjaiban.

A vízszintes síkban fekvő a , c rudak és a két körgyűrű által határolt felületen a mágneses tér függőleges komponensének fluxusa:

$$(1) \quad \Phi_{ac} = AB_y = 2rlB_0 \sin \omega t,$$

míg a vízszintes komponens fluxusa nulla (1. ábra).

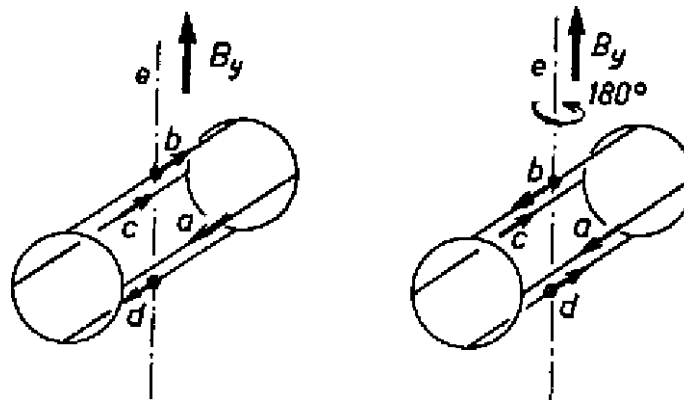


1. ábra

Az indukált feszültség:

$$(2) \quad U_{ac} = -\frac{d\Phi_{ac}}{dt} = -2rlB_0\omega \cos \omega t$$

A B_y által indukált feszültség hatására a rendszer tengelyszimmetrikus elrendezése miatt a b és d rudakban nem folyhat áram (l. a 2. ábrát).

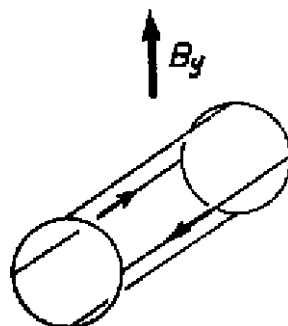


2. ábra

(A 2. ábrának megfelelően ui. az e tengely párhuzamos B_y -nal. Az e körüli 180° -os elforgatással a rendszer önmagába megy át, de a b és d rudakban folyó áram iránya előjelet vált. Ez csak úgy lehet, ha ezek az áramok azonosan nullák.) Az a és c rudakban folyó áram:

$$(3) \quad I_{ac} = \frac{U_{ac}}{(2l + r\pi)\sigma} = -\frac{2rlB_0\omega \cos \omega t}{(2l + r\pi)\sigma}.$$

A 3. ábrán feltüntetett áramirányokat a jobbkez-szabály és a (2) indukciós törvényben szereplő előjel határozza meg.



3. ábra

A b , d rudak és a két körgyűrű által határolt felületen a mágneses tér vízszintes összetevőjének lesz nullától különböző fluxusa:

$$(4) \quad \Phi_{bd} = AB_x = 2rlB_0 \cos \omega t.$$

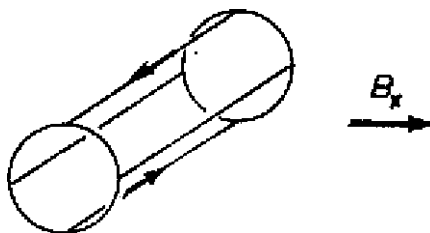
A B_x által indukált

$$(5) \quad U_{bd} = -\frac{d\Phi_{bd}}{dt} = 2rlB_0\omega \sin \omega t$$

feszültség hatására – az előzőekhez hasonló megfontolással – ezúttal az a és c rudakban nem folyik áram, míg a b és d rúdiban a 4. ábrán feltüntetett irányokkal

$$(6) \quad I_{bd} = \frac{2rlB_0 \sin \omega t}{(2l + r\pi)\sigma}$$

áram folyik.



4. ábra

Az elektromosságtan szuperpozíció elve tette lehetővé azt, hogy külön vizsgáljuk az (U_{ac} , és az U_{bc} , feszültségek által keltett áramokat.

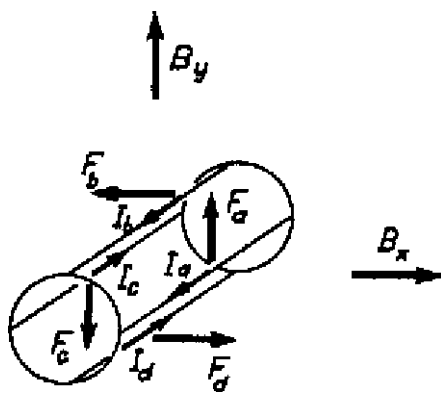
A kalickában folyó áramokra a jelenlevő mágneses tér erővel hat. Az erő merőleges mind az áram, mind a mágneses tér irányára, és előjelét a jobbkéz-szabály határozza meg. Számunkra azok az erők fontosak, amelyek a kalicka hossz tengelye körül forgatónyomatékot képesek kifejteni.

Így a körgyűrűkben folyó áramokra ható erők, amelyek a tengellyel párhuzamos irányúak, vagy pl. B_y által az a , ill. c rúdiban folyó áramokra ható erők, amelyek hatásvonalala metszi a tengelyt, a forgatónyomaték szempontjából nem érdekesek.

A B_x mágneses tér az a , ill. c rúdiban folyó áramra

$$(7) \quad |F_1| = I_{ac}lB_x$$

nagyságú erőkkel hat, amely erők iránya különböző, mivel a két rúdiban az áramok iránya is különböző (5. ábra).



5. ábra

E két erő forgatónyomatékának nagysága

$$(8) \quad M_1 = 2r|F_1| = 2rI_{ac}lB_x = \frac{4r^2l^2B_0^2\omega \sin^2 \omega t}{(2l + r\pi)\sigma},$$

míg iránya az óramutató járásával ellentétes.

A B_y tér a b , ill. d rudakra hat $|F_2| = I_{bd}lB_y$ nagyságú erőkkel (5. ábra), amelyek forgatónyomatékba

$$(9) \quad M_2 = 2r|F_2| = \frac{4r^2l^2B_0^2\omega \cos^2\omega t}{(2l + r\pi)\sigma}.$$

Az eredő forgatónyomaték:

$$(10) \quad M = M_1 + M_2 = \frac{4r^2l^2B_0^2}{(2l + r\pi)\sigma}\omega$$

minden időpillanatban.

Az egymással páronként szemben álló mágnespofák egy B_0 nagyságú, ω szögsebességgel forgó mágneses teret keltenek. (Éppen ennek komponensei a $B_x = B_0 \cos\omega t$, $B_y = B_0 \sin\omega t$ értékek.) Az álló kalickára ható forgatónyomaték időben állandó, nem függ az eredő mágneses tér pillanatnyi irányától. Emiatt az is közömbös, hogy a kalicka a mágnespofákhoz képest hogyan áll.

A forgatónyomatékot az határozza meg, hogy B_0 milyen szögsebességgel forog a kerethez képest. Ha a keret már ω' szögsebességgel forog, (10) alapján a forgatónyomaték

$$(11) \quad M = \frac{4r^2l^2B_0^2}{(2l + r\pi)\sigma}(\omega - \omega'),$$

speciálisan, ha $\omega - \omega'$, akkor $M = 0$.

Erő Zoltán (Budapest, Móricz Zs. Gimn., IV. o. t.) dolgozata alapján