A szolenoid mágneses terét két részre bonthatjuk. Az egyik a szolenoid belsejében a szolenoid tengelyével párhuzamos erővonalakkal leírható tér, amelynek megváltozása nem okoz fluxusváltozást a vezetőkeretben, hiszen a keret helyén levő igen kis mágneses indukció iránya párhuzamos a vezetőkeret síkjával. A szolenoid azonban hosszú egyenes vezetőnek is tekinthető, innen származik a mágneses tér másik része. Ez a tér a vezetőkeret síkjára merőleges, megváltozása tehát fluxusváltozást okoz.

Az I_0 árammal átjárt hosszú egyenes vezetőtől R távolságra a mágneses indukció:

$$B_0 = I_0/2\pi R. \tag{1}$$

Mivel a keret szélessége (1 cm) elhanyagolhatóan kicsi a szolenoidtól mért távolságához képest (70 cm), a kereten belül a mágneses teret homogénnak tekinthetjük. Az átmenő fluxus kezdeti értéke

$$\Phi_0 = \mu_0 B_0 A = \frac{\mu_0 I_0 A}{2\pi R}, \tag{2}$$

s ez a fluxus $t = 0{,}1$ s egyenletesen nullára csökken. A vezetőkeretben indukált feszültség

$$U = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{\mu_0 I_0 A}{2\pi R t} = 1{,}42 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{V}. \tag{3}$$

Az indukált feszültség értéke a kölcsönös indukciós együtthatóval is kifejezhető:

$$U = M\frac{\Delta I}{\Delta t} \tag{4}$$

($\Delta I = I_0$ a szolenoidban létrejövő áramváltozás, $\Delta t = t$). A kölcsönös indukciós együttható (3) felhasználásával tehát

$$M = U\frac{t}{I_0} = \frac{\mu_0 A}{2\pi R} = 1{,}42 \cdot 10^{-9}\mathrm{H}. \tag{5}$$

A megoldás során feltételezzük, hogy a tekercshez vezető huzalok nem a tekercs közelében záródnak (hatásuk ebben az esetben lényeges lenne), hanem igen messze.

Kertay Zoltán (Bp., Petőfi S. Gimn., IV. o. t.)