A toroid áramának csökkentése a tekercs keresztmetszetén időben változó mágneses indukciót hoz létre, amely maga körül elektromos erőteret indukál. Az indukált feszültség nagyságát a Faraday-törvényből számíthatjuk ki:

$$U = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}, \tag{1}$$

ahol a toroid-tekercs keresztmetszetén áthaladó mágneses fluxus $\Phi = Ba = \frac{\mu_0 Na}{2\pi R} I$. Egyenletes időbeli csökkenés esetén az indukált feszültség állandó, értéke

$$U = \frac{\mu_0 Na}{2\pi R}\,\frac{I}{\Delta t} = 2\ \mu\text{V}. \tag{2}$$

Szimmetria okokból a toroid körül gyűrűszerű az elektromos térerősség, amely a toroid tengelyében tengelyirányúvá válik. A protonra ez az elektromos térerősség hat, így a részecske a toroid tengelyének irányában mozog. Az elérhető végsebességet az energiatételből határozhatjuk meg: nyugalomból indulva $(1/2)mv^2$ mozgási energiára tesz szert $(1/2)eU$ elektromos munkavégzés hatására ($m$ a proton tömege, $e$ a töltése, $v$ a végsebessége). Az elektromos tér által végzett munka felírásánál figyelembe vettük azt, hogy a proton a toroid középkörének középpontjából indul, ezért a tengely által kijelölt térrész $(-\infty \to +\infty)$ felét $(0 \to +\infty)$ futhatja csak be. Az így leírt, időben állandó térerősség-kép azonban csak az áramerősség-változás $\Delta t$ idejéig érvényes. Ha ezen idő alatt a proton olyan messze kerül a középponttól, hogy ott már elhanyagolható a térerősség a középpontban mérthez képest, akkor a végsebesség:

$$v = \sqrt{\frac{eU}{m}} = 14\ \text{m/s}. \tag{3}$$

Az elektromos térerősségnek a tengely menti változását leírhatjuk a Biot-Savart-törvény formális átírásával. Erre az ad lehetőséget, hogy az első és a második Maxwell-törvény alakilag azonos, ha a mágneses térerősségnek ($H$-nak) az elektromos térerősséget ($E$-t), az áramerősségnek ($I$-nek) az indukált feszültséget ($U$-t) feleltetjük meg. Az köráram által keltett mágneses térerősség a kör középpontjától $x$ távolságban levő tengelypontban (l. pl. Budó: Kísérleti Fizika II. kötet 128. oldal):

$$H = \frac{R^2}{2(R^2+x^2)^{3/2}} I, \tag{4}$$

ami esetünkre alkalmazva

$$E = \frac{R^2}{2(R^2+x^2)^{3/2}} U \tag{5}$$

kifejezéssé alakítható az Ampére-féle gerjesztési törvény és a Faraday-féle indukciós törvények formális analógiáját felhasználva. Az elektromos térerősség, így a protonra ható erő is, rohamosan csökken ($E \sim \text{const}/x^3$, ha $R \ll x$), a középpontból kiindulva. A proton mozgásegyenlete

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = \frac{eU}{2} \cdot \frac{R^2}{(R^2+x^2)^{3/2}}. \tag{6}$$

explicit alakban nem oldható meg, csak numerikus közelítéssel próbálkozhatnánk. A proton kezdeti gyorsulása

$$\left.\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}\right|_{t=0} = \frac{eU}{2mR} \approx 1 \cdot 10^3\ \text{m/s}^2.$$

Az elektromos tér munkavégzése: $W = \int\limits_0^\infty eE\ \mathrm{d}x = \frac{eU}{2}$. A proton végsebességére most is (3)-mal megegyező összefüggést kapunk.

*Umann Gábor* (Budapest, Fazekas M. Gimn., IV. o. t.)
dolgozata alapján