A FOLYÓ IRODALOMBÓL

AZ ELEKTRON KLASSZIKUS MOZGÁSEGYENLETE*

MARX GYÖRGY

Eötvös Loránd Tudományegyetem Elméleti Fizikai Intézete

Összefoglaló formában tárgyaljuk a ponttöltés mozgásegyenletét a klasszikus elektrodinamika keretei közt, annak főbb gyakorlati eredményeit, végül a sajátgyorsítás jelenségét és az elektrontömeg problémáját.

A töltött részek által keltett elektromágneses teret a Maxwell-egyenletek határozzák meg. Legyen $\varrho_1(\mathbf{r}, t)$ egy tetszőleges töltéseloszlás sűrűsége ($\mathbf{j}_1(\mathbf{r}, t)$ a megfelelő áramsűrűség); $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)$ és $\mathbf{H}_1(\mathbf{r}, t)$ jelölje az általuk létesített térerősségeket. Legyen továbbá $\varrho_2(\mathbf{r}, t)$ és $\mathbf{j}_2(\mathbf{r}, t)$ egy másik test töltés- és áramsűrűsége, amely $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)$, ill. $\mathbf{H}_2(\mathbf{r}, t)$ intenzitású tereket kelt. Ha a két töltésrendszer egyszerre van jelen a térben, a töltéssűrűséget $\varrho_1+\varrho_2$, áramsűrűséget $\mathbf{j}_1+\mathbf{j}_2$ írja le. Az általuk együtt keltett térerősségek a Maxwell-egyenletek lineáris jellege folytán egyszerűen $\mathbf{E}_1+\mathbf{E}_2$, ill. $\mathbf{H}_1+\mathbf{H}_2$. Látható ebből, hogy a Maxwell-egyenletek semmit nem mondanak a két egymást befolyásoló töltött test mozgásáról. Lehetséges például két egymáshoz viszonyítva *nyugvó* elektron terét kiszámítani, annak ellenére, hogy ilyen töltéseloszlás a természetben tartósan nem létezhet. Az elektrodinamika törvényrendszerének teljessége tehát a (töltések mozgásának térre gyakorolt befolyását leíró) *téregyenletek* ismeretén kívül megkívánja a *mozgásegyenletek* feltalálását is (amelyek a térnek a töltések mozgására kifejtett hatásáról adnak számot). Az ilyen irányú kutatás Coulomb első kísérleteivel kezdődött (1785). A klasszikus mozgásegyenlet végleges formája *H. A. Lorentz* nevéhez kapcsolódik (1895).

Az anyag és elektromosság atomos szerkezete folytán ponttöltések vizsgálatára korlátozódhatunk. Egy m tömegű, e töltésű és $\mathbf{v}$ sebességű test Lorentz-féle mozgásegyenlete (Gauss-féle c. g. s. egységekben) így hangzik:

$$\frac{d}{dt}(m\,\mathbf{v}) = e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}\right) \tag{1}$$

(t az idő, c a fénysebesség). A nemrelativisztikus sebességek tartományában

* A Német Tudományos Akadémia kiadásában megjelenő Matematisches Wörterbuch számára készült enciklopédiacikk. Érkezett 1960 febr. 15.

$(\mathbf{v}^2 \ll c^2)$ m állandó. Olyan sebességeknél azonban, amelyek megközelítik a fényét,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\mathbf{v}^2/c^2}} \quad (m_0 = \text{const} = \text{nyugalmi tömeg}) \tag{2}$$

veendő. Kimutatható, hogy az (1) mozgástörvény (2)-vel kombinálva minden tehetetlenségi rendszerben azonos alakban érvényes, tehát a Lorentz-transzformációval szemben kovariáns.

A speciális relativitáselmélet keretei közt a mozgásegyenletek és a (lineáris) téregyenletek a mondottak értelmében egymástól független törvények. Ha azonban az általános relativitáselméletet használjuk, a gravitációt is figyelembe kell vennünk. A Maxwell-féle elektromágneses téregyenletek és az Einstein-féle gravitációs egyenletek együtt nemlineáris egyenletrendszert alkotnak. *Infeld* és *Wallace* megmutatta, hogy a Lorentz-féle mozgásegyenletek a kombinált téregyenletekből már levezethetők [1]: utóbbiaknak már csak olyan testrendszer esetére van megoldásuk, melynek tagjai természetes gyorsuló mozgásukat végzik.

A Lorentz-egyenlet sok gyakorlati problémánál, elsősorban elektronok és ionok mozgásának, közvetve pedig minden elektromágneses tér hatásának kitett test mozgásának tanulmányozásánál nélkülözhetetlen. Legfontosabb alkalmazási területei a híradástechnika, elektronika és atomfizika (elektroncsövek, katódoszcillográfok, elektronmikroszkópok, tömegspektroszkópok, gyorsítóberendezések). Igen sok esetben elegendő az elektron *térbeli* pályájának meghatározása. Ekkor nem közvetlenül az (1) egyenletet, hanem olyan leszármaztatott képleteket használunk, amelyekben az idő már nem szerepel, amelyek tehát lehetővé teszik a pályagörbe direkt kiszámítását. Ezek a képletek a geometriai optika képleteire emlékeztetnek, ezért ilyen esetben az elektronoptika elnevezést is használjuk.

Az (1) egyenletben **E** és **H** additívan tevődik össze a külső erőtérből és az elektron sajátteréből. Gyakorlati alkalmazásoknál (kis gyorsulások esetében) majdnem mindig figyelmen kívül hagyható a sajáttér mozgásra gyakorolt visszahatás. Vannak azonban olyan esetek, amikor a sajáttér erősen módosítja az elektron mozgását. Az elektron mozgásegyenlete a következő alakra hozható:

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e\left(\mathbf{E}_{\text{ext}} + \frac{1}{c}\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}_{\text{ext}}\right) + \mathbf{K}. \tag{3}$$

Itt **K** az elektron egyes töltéselemei által egymásra kifejtett erők eredője, az úgynevezett *sugárzási visszahatás.* **K** alakja elég jelentős módon függ a töltéseloszlás alakjától. **K** pontos meghatározása nehéz feladat. Ha feltételezzük, hogy a nyugvó elektron r_0 sugarú gömb homogén töltéseloszlással, és e gömb mozgás során Lorentz-kontrakciót szenved, akkor pillanatnyilag kis sebességek ($\mathbf{v}^2 \ll c^2$) esetén egyenesvonalú mozgásnál $\mathbf{K}$-ra az alábbi kifejezés adódik [2]:

$$K = -\frac{24}{r_0}\frac{e^2}{c^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-2r_0)^n}{(n+2)(n+3)(n+5)n!c^n}\frac{d^{n+2}x}{dt^{n+2}}. \tag{4}$$

Ha az elektron mozgásállapota olyan lassan változik, hogy a sebesség négyzetét és a gyorsulás deriváltjait elhanyagolhatjuk, (3) és (4) egybevetése révén kapjuk:

$$(m+\delta m)\frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\left(\mathbf{E}_{\text{ext}} + \frac{1}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{H}_{\text{ext}}\right), \tag{5}$$

ahol

$$\delta m = \frac{4}{3}\cdot\frac{3e^2}{5r_0c^2}. \tag{6}$$

A sajáttér egyenlet hatása az elektron tehetetlenségének megnövekedése. δm egy töltött gömb $E = 3e^2/5r_0$ elektrosztatikus sajátenergiájához kapcsolódó E/c^2 tehetetlenség, megszorozva még a 4/3 faktorral. δm felléptét az magyarázza, hogy az elektron sajátterének energiája is gyorsul, ez pedig tehetetlenségnövekedést eredményez. δm-et elektromágneses tömegnek nevezzük, szemben az m mechanikai tömeggel. Az elektromágneses tehetetlenség szemléletes oka a következő: A mozgó elektron áramként mágneses teret kelt. A gyorsulás folyamán erősbödik a mágneses tér intenzitása, ez pedig egy olyan elektromos teret indukál, amely a külső gyorsító erővel ellenkező irányú hatást fejt ki a töltésre. — A 4/3 faktor idegen a relativitáselmélet számára. A faktor fellépte azzal függ össze, hogy egy kizárólag elektromágneses erők hatásának kitett alakulat instabil. Ha járulékos belső feszültségeket vezetünk be, amelyek a Coulomb-taszítást ellensúlyozzák és biztosítják az elektron stabilitását, és ha e feszültségek energiatartalma nyugvó elektron esetében zérus, akkor a 4/3 faktor elmarad.

Észlelhető fizikai jelentéssel csak az $m+\delta m$ teljes tömeg rendelkezik, ez egyezik meg a kísérletileg mért $m_{\text{exp}} = 0{,}91.10^{-27}$ g elektrontömeggel. Először *Abraham* vetette fel annak lehetőségét, hogy talán az elektron egész tehetetlensége elektromágneses eredetű. Az elektron tiszta töltésalakulatként fogható fel, r_0 sugárral, amelynek mechanikai tömege zérus ($m = 0$). A δm elektromágneses tömeg az m_{exp} kísérleti tömeggel egyezik meg. Így adódik a klasszikus elektronsugár:

$$r_0 = \frac{5}{4}\frac{e^2}{m_{\text{exp}}c^2} = 3{,}6\cdot 10^{-13}\,\text{cm}. \tag{7}$$

Az Abraham-féle felfogás célja a mechanikának elektrodinamikára történő visszavezetése, tehát egy egységes térelméleti világkép megvalósítása. Az

Abraham-féle program azonban nem vihető teljesen keresztül a Maxwell-féle elmélet keretei közt. Az elektron stabilitása érdekében olyan kompenzáló feszültségek feltételezésére van szükség, amelyek nem elektromágneses eredetűek.

(3), (4) és (6) alapján írhatjuk:

$$(m+\delta m)\frac{d\mathbf{v}}{dt}=e\left(\mathbf{E}_{\text{ext}}+\frac{1}{c}\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}_{\text{ext}}\right)+\frac{2}{3}\,\frac{e^2}{c^3}\,\frac{d^2\mathbf{v}}{dt^2}+\mathbf{K}', \tag{8}$$

ahol

$$\lim_{r_0=0}\mathbf{K}'=0. \tag{9}$$

$\mathbf{K}'$ komplikált kifejezés, amelynek alakja érzékenyen függ az r_0 elektronsugártól, a töltés térbeli elhelyezkedésétől és a stabilizáló feszültségektől, tehát olyan paraméterektől, amelyek az elektron belső szerkezetével állnak kapcsolatban, és amelyek tekintetében közvetlen ismereteink nincsenek. Ez azt jelenti, hogy a (8) mozgásegyenlet konkrét alakja voltaképpen ismeretlen. Éppen ezért követik ma általában azt az eljárást, hogy az elektront pontszerűnek tételezik fel. Ilyenkor $\mathbf{K}'=0$, a töltéseloszlás és kompenzáló feszültségek kérdése fel sem merül. Igaz ugyan, hogy most $\delta m=+\infty$ adódik, de a mechanikai tömeg mindig megválasztható úgy, hogy $m+\delta m=m_{\text{exp}}$ legyen. A δmc^2 divergens sajátenergiának elektrontömegbe történő beolvasztását nevezzük *tömegrenormálásnak*. A mechanikai tömeget voltaképpen $m=-\infty$ értékűnek kell választanunk. E föltevés alapján pontszerű elektronra az

$$m_{\text{exp}}\,\frac{d\mathbf{v}}{dt}=e\left(\mathbf{E}_{\text{ext}}+\frac{1}{c}\,\mathbf{v}\times\mathbf{H}_{\text{ext}}\right)+\frac{2}{3}\,\frac{e^2}{c^3}\,\frac{d^2\mathbf{v}}{dt^2} \tag{10}$$

mozgásegyenlet adódik olyan tehetetlenségi rendszerben, ahol $\mathbf{v}^2\ll c^2$. A pontszerű elektron relativisztikusan kovariáns mozgásegyenletét *P. A. M. Dirac* határozta meg [3] (lásd a (17) egyenletet), ő tanulmányozta behatóan annak fizikai következményeit is. Az elektront a kvantummechanika is lényegében ponttöltésnek tekinti.

A (10) mozgásegyenletet számos fizikai problémánál alkalmazták. Egy példa az atomszínképek természetes szélességének bevezetése. Egyszerűség kedvéért a Thomson-féle atommodellt használjuk, amely szerint egy atomi elektronra kvázielasztikus erő hat:

$$e\,\mathbf{E}_{\text{ext}}=-m_{\text{exp}}\,\omega_0^2\,\mathbf{r},\qquad \mathbf{H}_{\text{ext}}=0.$$

Ha (10) utolsó tagját, tehát a sugárzási visszahatást figyelmen kívül hagyjuk, az elektronra ω_0 frekvenciájú harmonikus rezgés adódik, az emittált fényhullám is szigorúan monokromatikus lesz. De ha a sugárzási visszahatást is figyelembe vesszük, csillapított rezgésre jutunk:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 e^{-\frac{1}{2}\gamma t} e^{i\omega_0 t}, \quad \gamma = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega_0^2}{m_{\exp} c^2} \tag{12}$$

($\gamma^2 \omega_0^2$ nagyságrendű tagokig terjedő pontossággal). (12) Fourier-transzformáltjának abszolút négyzete adja meg az emittált sugárzás színképi intenzitáseloszlását:

$$I(\omega) = I(\omega_0) \frac{\gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}. \tag{13}$$

A képlet véges szélességű színképvonalat ír le. A vonal természetes félérték szélessége (hullámhosszra átszámítva)

$$\Delta\lambda = \Delta\left(\frac{2\pi c}{\omega}\right) = \frac{2\pi c \gamma}{\omega_0^2} = \frac{16\pi}{15} r_0 = 12 \cdot 10^{-13} \text{cm}. \tag{14}$$

A (10) egyenlet alkalmazására másik példa a körgyorsítóval elérhető maximális energia meghatározása. A töltött részek pl. a betatronban is körpályán futnak. A jelentős centripetális gyorsulás erős sugárzási fékezést létesít. Egy kritikus sebességnél a sugárzási visszhatás eléri a pályamenti gyorsító erő értékét (felvett és kisugárzott energia egyenlő lesz), így a további gyorsítás lehetetlenné válik. A kritikus energia meghatározásához természetesen csak (10) relativisztikus alakja (a (17) egyenlet) használható. A sugárzási fékezés okozza a rádióantennák sugárzási ellenállását is.

A klasszikus mechanika mozgásegyenleteivel szemben a (10) differenciálegyenlet lényegesen új vonással rendelkezik: (10)-ben a sebesség második, a koordináták harmadik időderiváltja is fellép. Ebből következőleg kezdeti feltételként az $\mathbf{r}_0$ kezdőkoordináta és $\mathbf{v}_0$ kezdősebesség mellett a gyorsulás $\mathbf{a}_0$ kezdeti értékét is ismernünk kell. A (10) harmadrendű differenciálegyenletnek tehát többféle megoldása van. Tekintsünk például egy elektront, amelyre nem hat külső tér ($\mathbf{E}_{\exp} = \mathbf{H}_{\exp} = 0$). A (10) egyenlet megoldásaként kiadódik:

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{a}_0 \frac{e^{\lambda t} - \lambda t}{\lambda^2}, \quad \lambda = \frac{3 m_{\exp} c^2}{\lambda e^2}. \tag{15}$$

$\mathbf{a}_0 = 0$ esetén a várt állandó sebességű mozgást kapjuk. Ha azonban $\mathbf{a}_0 \neq 0$, (15)-ből

$$\lim_{t \to \infty} |\mathbf{v}(t)| = \infty \tag{16}$$

adódik. Ez váratlan eredmény: a sajáttér korlát nélkül gyorsítja a elektront. Az elektron *sajátgyorsításának* jelenségét *Dirac* ismerte fel [3].

A sajátgyorsítás külső erőtérben (pl. homogén elektromos és mágneses térben) is fellép, és nem kizárólagosan a nemrelativisztikus tárgyalásmód jellegzetessége. A kovariáns mozgásegyenlet

$$(m_0+\delta m_0)\frac{du_i}{d\tau}=\frac{e}{c}F_{ik}^{(\mathrm{ext})}u_k+\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\left(\frac{d^2u_i}{d\tau^2}-\frac{1}{c^2}\frac{du_k}{d\tau}\frac{du_k}{d\tau}u_i\right)(i,k=1,2,3,4) \quad (17)$$

alakú. (Itt $F_{ik}^{(\mathrm{ext})}$ a térerősség-tenzor, $u_i=dx_i/d\tau$ a négyessebesség, τ a sajátidő és $x_4=ict$.) Ez az egyenlet olyan tehetetlenségi rendszerben, ahol pillanatnyilag $\mathbf{v}=0$, átmegy a (10) egyenletbe, egyben Lorentz-transzformációval szemben kovariáns, következésképpen tetszőleges tehetetlenségi rendszerben, tetszőleges sebességek esetén érvényes. (17) pontos megoldása pl. $F_{ik}^{(\mathrm{ext})}=0$ esetén

$$u_i(\tau)=A_i e^{Ce^{\lambda\tau}}+B_i e^{-Ce^{\lambda\tau}}.$$

Az A_i, B_i, C integrációs állandóknak az

$$A_iA_i=0,\quad B_iB_i=0,\quad A_iB_i=\frac{1}{2}C^2$$

feltételeket kell kiegészíteniök. Látható, hogy a sajátgyorsítás most is fellép: $\tau\to\infty$ határesetben $u_i(\tau)\to\infty$, $|\mathbf{v}(t)|\to c$.

A sajátgyorsítás jelensége a természetben nem figyelhető meg: korlátos erősségű külső terekben az elektron sebessége mindig korlátos (ill. mindig c-nél kisebb) marad. Dirac a problémát (17) megoldásainak fizikai és nemfizikai megoldások kategóriájába történt szétosztásával akarta megoldani. (Természetes mozgás esetén a fizikai megoldás (15)-ből $\mathbf{a}_0=0$ helyettesítéssel adódik.) Dirac és más szerzők kísérletet tettek, hogy a nemfizikai megoldásokat valamilyen járulékos követelménnyel kizárják. Megkövetelhető például, hogy a megoldás a töltés pozitív hatványai szerint sorbafejthető legyen, létezzék Fourier-integrálelőállítása vagy teljesüljön a

$$\lim_{\tau\to\infty}\left(\frac{d^2u_i}{d\tau^2}-\frac{u_i}{c^2}\frac{du_k}{d\tau}\frac{du_k}{d\tau}\right)=0$$

által kifejezett „tér-egyensúly” elve. *Eliezer* azonban több konkrét esetben megmutatta, hogy vannak olyan külső terek (mint például egy atommag Coulomb-tere), amelyekben (10)-nek fizikai megoldásai egyáltalán nem léteznek [4]. Elképzelhetetlen, hogy létezne olyan posztulátum, amely úgy választaná ki a fizikai megoldásokat, hogy ilyen terekben semmiféle elektronmozgást nem engedne meg.

A probléma megoldásában inkább reménykedhetünk, ha megismerjük a sajátgyorsítás bekövetkezésének fizikai okát. A végtelenbe növekvő kisugárzott energiamennyiség és a mozgási energia végtelennéválása miként egyeztethető össze az energia megmaradásának törvényével? A Maxwell—Lorentz-egyenletrendszer invariáns variációs elvből származtatható, ezért az energiatételnek feltétlenül érvényesnek kell lennie.

Alkalmazzuk a (10) mozgásegyenletet pl. a sztatikus elektromos tér esetére ($\mathbf{E}_{ext} = -\operatorname{grad} \Phi(\mathbf{r})$). Ha az egyenletet $\mathbf{v}$-vel szorozzuk és t_0, t határok közt integráljuk, a következő összefüggésre jutunk [5]:

$$E(t_0) - E(t) = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{t_0}^{t}\left(\frac{d\mathbf{v}}{dt}\right)^2 dt, \tag{18}$$

ahol

$$E(t) = \left[mc^2 + \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2\right] + \left[\delta mc^2 + \frac{1}{2}\delta m\mathbf{v}^2 - \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\mathbf{v}\frac{d\mathbf{v}}{dt}\right] + [e\Phi]. \tag{19}$$

(18) jobb oldalán a gyorsuló elektron által kisugárzott energia áll. Ez a sajátgyorsítás folyamán a végtelen felé tart. (Ugyanez igaz a relativisztikus elméletben is.) De mivel az elektrodinamikában fennáll az energia megmaradásának tétele, a kisugárzott energia csak abból az energiamennyiségből származhat, amely az elektron környezetében van felhalmozva. Ezt fejezi ki a (18) egyenlet. Az elektron környezetének energiatartalmát a (19) képlet adja meg. Az első zárójel a mechanikai (nyugalmi + mozgási) energia, a második zárójel a sajáttér energiája, a harmadik tag a külső erőtérben felvett helyzeti energia. Egy pontszerű elektron mechanikai energiája $-\infty$, a sajáttér energiájának első két tagja azonban kompenzálja ezt, lévén $m + \delta m = m_{exp} > 0$. A sugárzási térnek leadott energia éppen ezért csak a sajáttér energiájának harmadik tagjából származhat, amely alulról nem korlátos. A sajátgyorsítás során ez a tag (és az egész $E(t)$ mennyiség) $-\infty$-hez tart. Mi a sajáttérenergia harmadik tagjának fizikai jelentése? A második zárójelben az elektron terének energiája szerepel, ami pozitív definit. Egy gyorsulásmentes elektron térenergiáját e zárójel első két tagja írja le. Ha azonban a részecske a sebesség irányába gyorsul, a térenergia kisebb, mint egyenletes mozgás esetén. (A sajáttér távolabbi tartományait az elektromágneses hatás véges terjedési sebessége folytán még az alacsonyabb sebességű elektron hozta létre.) A gyorsulás növekedtével az elektron sajáttere egyre jobban lefogy, a pozitív térenergia domináló szerepe megszűnik, a negatív mechanikai energia túlnyomóvá válhat. Ebből következik, hogy az elektron környezetében felhalmozott $E(t)$ energia idővel negatív lesz. Az elektron végtelen térenergiája fedezheti tehát a kisugárzott teljesítményt.

A sajátgyorsítás oka ezek szerint a sajáttér energiájának végtelen volta és ehhez kapcsolódóan a mechanikai tömeg negatív értéke. Említettük korábban, hogy a gyorsulás által indukált elektromos tér a gyorsulással ellenkező irányú erőt fejt ki a töltésre. De ha a mechanikai tömeg negatív, ez az erő nem csökkenti, hanem tovább növeli a gyorsulás értékét. *Wildermuth* bebizonyította azt is [6], hogy véges kiterjedésű elektron $m < 0$ esetén sajátgyorsításra, $m>0$ esetben azonban sajátfékezésre vezet. Utóbbinál (15) kitevője negatív lesz.

A sajátgyorsítás kiküszöbölésére nincs lehetőség a Maxwell-elmélet keretei között. A következő kiutak jöhetnek szóba: 1. A térenergia képlete módosulhat oly módon, hogy egy ponttöltés térenergiája végesnek adódjék. (Példa erre a Born—Infeld-elektrodinamika.) 2. Az elektron véges kiterjedésű részecske, amelyet nem elektromágneses természetű feszültségek tartanak össze. 3. Fennáll még annak lehetősége is, hogy az elemi részek összes kölcsönhatásainak (köztük a gravitációnak) figyelembevétele olyan részecske-szerkezethez fog vezetni, amely szerint az elektron teljes tömege véges pozitív definit sajáttér-energiák összegeként adódik. Ha ez utóbbi feltevés helyesnek bizonyul, akkor a sajátgyorsítás egy meg nem engedett absztrakcióból származó hibás eredménynek minősül majd. A meg nem engedett absztrakció az elektromágneses kölcsönhatás kizárólagos és egyoldalú figyelembevételében, az összes többi kölcsönhatásnak „mechanikai" tömegbe olvasztott túlegyszerűsített összefoglalásában rejlik.

A mozgástörvényeket más terekben is tanulmányozták, többek közt skaláris mezontérben. Itt az eredő nyugalmi tömeg negatívvá válása a gyorsulás megfordulására vezet [7]. A sugárzási visszahatás [8] szintén sajátgyorsítást eredményez [9].

IRODALOM

[1] *L. Infeld, P. H. Wallace,* Phys. Rev. *57,* 797, 1940.
[2] *G. Herglotz,* Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, math. phys. 1903. 357.
[3] *P. A. M. Dirac,* Proc. Roy. Soc. *A. 167.* 148, 1938.
[4] *C. J. Eliezer,* Rev. Mod. Phys. *19,* 147, 1947.
[5] *H. Steinwedel,* Fortschr. Phys. *1,* 7, 1953.
[6] *K. Wildermuth,* Z. Naturf. *10a.* 450, 1955.
D. Ivanenko, A. Szokolov: Klasszikus térelmélet (Ak. kiadó)
L. Landau, E. Lifsic: Klasszicseszkaja teorija polja.
[7] *J. Werle,* Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III. *1.* 218, 1953.
[8] *P. Havas,* Phys. Rev. *87,* 309, 1952.
[9] *I. Abonyi,* Nuovo Cim., megjelenőben.