TENZOR DEFORMÁCIE PRIESTORU A ČASU POHYBOM

JÚLIUS KREMPASKÝ

Všetky fyzikálne skutočnosti nasvedčujú tomu, že vo všetkých inerciálnych súradnicových sústavách sa svetlo vo vákuu šíri vo všetkých smeroch konštantnou rýchlosťou c. To je základný postulát Einsteinovej špeciálnej teórie relativity, z ktorej vyplýva, že diferenciálna kvadratická forma

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2dt^2, \tag{1}$$

kde x, y, z sú pravouhlé priestorové súradnice bodovej udalosti a t obvyklým spôsobom určovaný čas, vo všetkých inerciálnych súradnicových sústavách má rovnakú hodnotu.

Priestorové súradnice x, y, z a čas t predstavujú súbor štyroch číselných údajov, ktoré jedno-jednoznačne vyjadrujú uloženie bodovej udalosti v štvorrozmernom priestoročase. Tento štvorrozmerný priestoročas do fyziky zaviedol Minkowski tým, že formu (1), invariantnú vzhľadom na transformáciu súradníc, zodpovedajúcu prechodu od jednej inerciálnej súradnicovej sústavy k druhej, prehlásil za vyjadrenie druhej mocniny diferenciálu oblúka čiary v priestoročase.

Z geometrie abstraktného štvorrozmerného lineárneho priestoru vieme, že druhá mocnina diferenciálu oblúka čiary v tomto priestore je daná výrazom:

$$ds^2 = g_{ik}dx^idx^k, \tag{2}$$

kde $g_{ik} = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_k$ sú fundamentálne metrické veličiny a x_i ($i = 1, 2, 3, 4$) súradnice bodu, vzťahujúce sa na štyri od seba lineárne nezávislé základné vektory $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \mathbf{e}_4$. Porovnaním výrazov (1) a (2) zistíme, že premenné vystupujúce vo výraze (1) sú súradnice vzťahujúce sa na základné vektory, ktoré splňujú rovnice

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_1 &= g_{11} = 1 \\ \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_2 &= g_{22} = 1 \\ \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_3 &= g_{33} = 1 \qquad \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_k = g_{ik} = 0, \quad i \neq k, \\ \mathbf{e}_4 \cdot \mathbf{e}_4 &= g_{44} = -c^2 \end{aligned}$$

a polohový vektor svetobodu je:

$$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_1 + y\mathbf{e}_2 + z\mathbf{e}_3 + t\mathbf{e}_4.$$

Vektory $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ a $\mathbf{e}_4$ sú teda vzájomne na seba kolmé a vektory $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ a $\mathbf{e}_3$, ktoré ďalej budeme písať pomocou obvyklých symbolov $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$ a $\mathbf{k}$, sú okrem toho jednotkové.

Zaveďme vektor $\mathbf{l} = \dfrac{\mathbf{e}_4}{ic}$. Potom bude $\mathbf{e}_4 = ic\mathbf{l}$ a $\mathbf{l}.\mathbf{l} = 1$. Vektor $\mathbf{l}$ je teda tiež jednotkový a polohový vektor svetobodu, vyjadrený pomocou ortogonálneho systému jednotkových vektorov $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ a $\mathbf{l}$, je:

$$\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k} + ict\mathbf{l}. \tag{3}$$

Z invariantnosti intervalu (1) možno odvodiť transformačné Lorentzové vzorce, podľa ktorých sa transformujú súradnice svetobodu x, y, z a t, vzťahujúce sa na inerciálnu sústavu S, na súradnice x', y', z', a t' toho istého svetobodu, vzťahujúce sa na inerciálny systém S', ktorý sa vzhľadom na systém S pohybuje konštantnou rýchlosťou $\mathbf{v}$. Pri odvodzovaní týchto vzorcov môžeme postupovať buď zložkovou metódou, ako to nachádzame v bežných učebniciach teoretickej fyziky alebo metódou vektorového a tenzorového počtu. Pri odvodzovaní Lorentzových vzorcov prvým spôsobom treba si zvoliť pevnú súradnicovú sústavu S a inú S', pohybujúcu sa vzhľadom na prvú rýchlosťou $\mathbf{v}$ a stanoviť vzájomný vzťah oboch (napr. „stotožniť" osi X a X'). Nezávisle od týchto volieb je možné metódou vektorového a tenzorového počtu odvodiť všeobecne platné transformačné vzorce, z ktorých Lorentzové transformácie vyplývajú ako špeciálny prípad. Pritom aj hoci vzťahy odvodené použitím vektorového a tenzorového počtu sú všeobecnejšieho charakteru, príslušný matematický aparát je omnoho stručnejší a spôsob odvodzovania názornejší, ako je to pri používaní zložkového počítania.

1. Pomocné vzťahy

Podľa toho, či sa opierame o súradnicovú sústavu S alebo S', polohový štvorvektor tej istej bodovej udalosti je:

$$\mathbf{r}^* = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k} + ict\mathbf{l}$$

alebo

$$\mathbf{r}^* = x'\mathbf{i}' + y'\mathbf{j}' + z'\mathbf{k}' + ict'\mathbf{l}'.$$

Je však možné polohový štvorvektor rozložiť len na dve zložky, priestorovú a časovú, ak označíme:

$$\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}, \quad \mathbf{t} = ict\mathbf{l}$$

a analogicky pre čiarkovaný systém. Potom je:

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r} + \mathbf{t}$$

alebo

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}' + \mathbf{t}'.$$

Ak $\mathbf{I}$ je trojrozmerný tenzor identity, t. j. $\mathbf{I} = \mathbf{ii} + \mathbf{jj} + \mathbf{kk}$, ľahko sa môžeme presvedčiť o správnosti vzťahov

$$\mathbf{r}^* . \mathbf{I} = \mathbf{r} \qquad \mathbf{r}^* . \mathbf{ll} = \mathbf{t} \tag{4a,b}$$

$$\mathbf{r}^* . \mathbf{I}' = \mathbf{r}' \qquad \mathbf{r}^* . \mathbf{l}'\mathbf{l}' = \mathbf{t}'. \tag{5a,b}$$

Štvorrozmerný tenzor

$$\mathbf{I}^* = \mathbf{ii} + \mathbf{jj} + \mathbf{kk} + \mathbf{ll}$$

je zrejme tenzor identity v Minkowského priestoročase.

2. Tenzor deformácie priestoru a času

Majme na mysli už spomínané ľubovoľné inerciálne súradnicové sústavy S a S', ktoré sa nachádzajú vo vzájomnom rovnomernom priamočiarom pohybe. Rýchlosť systému S' vzhľadom na S nech je $\mathbf{v}$ a v čase $t = t' = 0$ nech počiatky obidvoch sústav splývajú. Potom je:

$$\mathbf{r} = \mathbf{v}t, \text{ je } \mathbf{r}' = 0. \tag{6}$$

Táto podmienka stačí k odvodeniu vzťahov medzi priestorovými a časovými súradnicami polohového vektora ľubovoľnej bodovej udalosti v obidvoch týchto sústavách.

Rovnice (4a) a (5a) možno písať v tvare:

$$\mathbf{r}^* . (\mathbf{I}^* - \mathbf{ll}) = \mathbf{r},$$
$$\mathbf{r}^* . (\mathbf{I}^* - \mathbf{l}'\mathbf{l}') = \mathbf{r}'.$$

Odčítaním rovnice prvej od rovnice druhej dostávame:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{r}^* . (\mathbf{l}'\mathbf{l}' - \mathbf{ll}) = \mathbf{r} + \mathbf{r}^* . (\mathbf{ll} - \mathbf{l}'\mathbf{l}'). \tag{7a}$$

Podobne pre vektory $\mathbf{t}$ a $\mathbf{t}'$ z rovníc (4b) a (5b) dostávame:

$$\mathbf{t}' = \mathbf{t} + \mathbf{r}^* . (\mathbf{l}'\mathbf{l}' - \mathbf{ll}) = \mathbf{t} - \mathbf{r}^* . (\mathbf{ll} - \mathbf{l}'\mathbf{l}'). \tag{7b}$$

Z podmienky (6) a z rovnice (7a) však vyplýva:

$$0 = \mathbf{v}t - (\mathbf{v}t + ict\mathbf{l}) . (\mathbf{l}'\mathbf{l}' - \mathbf{ll}),$$
$$\mathbf{v} + ic\mathbf{l} = (\mathbf{v} + ic\mathbf{l}) . \mathbf{l}'\mathbf{l}'.$$

Z poslednej rovnice bezprostredne vyplýva, že $\mathbf{l}'$ je vektor s vektorom $\mathbf{v} + ic\mathbf{l}$ rovnobežný. Možno preto písať:

$$\mathbf{l}' = \lambda(\mathbf{v} + ic\mathbf{l}).$$

Kedže okrem toho vektor $\mathbf{l}'$ spĺňa rovnicu $\mathbf{l}' . \mathbf{l}' = 1$, máme:

$$\lambda^2(v^2 - c^2) = 1,$$

t. j.

$$\lambda = \pm \frac{i}{\sqrt{c^2 - v^2}}.$$

Teda je:

$$\mathbf{l}' = \pm i \frac{\mathbf{v} + ic\mathbf{l}}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \pm \frac{\beta}{ic} (\mathbf{v} + ic\mathbf{l}), \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \tag{8a}$$

Znamienka + alebo − závisia len od toho, či chceme počítať čas v obidvoch sústavách súhlasne alebo opačne.

Symetrický tenzor

$$\mathbf{D}^* = \mathbf{ll} - \mathbf{l}'\mathbf{l}',$$

vystupujúci vo vzorcoch (7a) a (7b), môžeme písať:

$$\mathbf{D}^* = \mathbf{ll} + \frac{\beta^2}{c^2} (\mathbf{vv} + ic\mathbf{vl} + ic\mathbf{lv} - c^2\mathbf{ll}) = \frac{\beta^2}{c^2} [ic(\mathbf{vl} + \mathbf{lv}) + (\mathbf{vv} - v^2\mathbf{ll})], \tag{9a}$$

alebo vo vyjadrení pomocou súradníc

$$\mathbf{D}^* = \frac{1}{c^2 - v^2} \begin{pmatrix} v_x^2\mathbf{ii} + v_xv_y\mathbf{ij} + v_xv_z\mathbf{ik} + icv_x\mathbf{il} + \\ + v_yv_x\mathbf{ji} + v_y^2\mathbf{jj} + v_yv_z\mathbf{jk} + icv_y\mathbf{jl} + \\ + v_zv_x\mathbf{ki} + v_zv_y\mathbf{kj} + v_z^2\mathbf{kk} + icv_z\mathbf{kl} + \\ + icv_x\mathbf{li} + icv_y\mathbf{lj} + icv_z\mathbf{lk} - v^2\mathbf{ll} \end{pmatrix}. \tag{9b}$$

Rovnice (7a) a (7b) tiež sú:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{r}^* . \mathbf{D}^*, \tag{10a}$$
$$\mathbf{t}' = \mathbf{t} - \mathbf{r}^* . \mathbf{D}^*. \tag{10b}$$

Symetrický tvar majú aj rovnice pre opačnú transformáciu

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}^* . \mathbf{D}^*, \tag{11a}$$
$$\mathbf{t} = \mathbf{t}' + \mathbf{r}^* . \mathbf{D}^*. \tag{11b}$$

3. Analógia s deformáciou pevného telesa

Nech $d\mathbf{r}$ je polohový vektor bodu nedeformovaného telesa vzhľadom na bod jemu blízky a $d\mathbf{r}'$ polohový vektor toho istého bodu po homogénnej deformácii telesa. Potom, ako je známe, vzťah oboch je správne vyjadrený rovnicou

$$d\mathbf{r}' = d\mathbf{r} + d\mathbf{r} . \mathbf{D},$$

kde $\mathbf{D}$ je tenzor deformácie pevného telesa.

Diferencovaním rovnice (7a), v ktorej $\mathbf{D}^*$ je konštantný tenzor, dostávame (pre $dt = 0$):

$$d\mathbf{r}' = d\mathbf{r} + d\mathbf{r} . \mathbf{D}^*.$$

Je zrejmá úplná analógia týchto rovníc s rovnicou pre homogénnu deformáciu pevného telesa. Právom možno teda nazvať $\mathbf{D}^*$ *tenzorom deformácie priestoru* a vzhľadom na rovnicu (7b) aj *času pohybom.*

4. Dilatácia času a dĺžková kontrakcia

Uvažujme časovú odľahlosť dvoch svetobodov v tom istom bode priestoru S'. Pre pozorovateľa v S' bude ona $\triangle t' = t_2' - t_1'$, pre pozorovateľa v sústave S $\triangle t = t_2 - t_1$.

Podľa rovnice (11b) je:

$$ict_1\mathbf{l} = ict_1'\mathbf{l}' + (\mathbf{r}' + ict_1'\mathbf{l}') . \mathbf{D}^*,$$
$$ict_2\mathbf{l} = ict_2'\mathbf{l}' + (\mathbf{r}' + ict_2'\mathbf{l}') . \mathbf{D}^*,$$

teda

$$\triangle t\mathbf{l} = \triangle t'\mathbf{l}' + \triangle t'\mathbf{l}' \,.\, \mathbf{D}^* = \triangle t'\mathbf{l}' + \triangle t'\mathbf{l}' \,.\, (\mathbf{ll} - \mathbf{l}'\mathbf{l}') = \triangle t'(\mathbf{l}\,.\,\mathbf{l}')\,\mathbf{l} = \beta \triangle t'\mathbf{l}$$

alebo, ak túto rovnicu skalárne znásobíme vektorom $\mathbf{l}$,

$$\triangle t = \beta \triangle t',$$

t. j.

$$\triangle t' = \frac{\triangle t}{\beta} < \triangle t. \tag{12a}$$

Je to známy vzťah, ktorý vyjadruje, že čas v pohybujúcej sa sústave plynie pomalšie ako v nehybnej.

Podobne môžeme postupovať aj pri odvodzovaní vzťahu pre zmenu dĺžok. Z rovnice (10a) pre priestorovú odľahlosť dvoch svetobodov o tej istej časovej súradnici v priestore S vyplýva:

$$\triangle \mathbf{r}' = \triangle \mathbf{r} + \triangle \mathbf{r}\,.\,\mathbf{D}^* = \triangle \mathbf{r} + \frac{1}{c^2 - v^2}(\triangle \mathbf{r}\,.\,\mathbf{vv} + ic \triangle \mathbf{r}\,.\,\mathbf{vl}).$$

Vidíme, že zmena dĺžky nastáva len v prípade, ak ona nie je kolmá na vektor rýchlosti $\mathbf{v}$. V prípade, že celá spadá do smeru rýchlosti pohybujúcej sa sústavy, posledná rovnica prejde na tvar:

$$\triangle \mathbf{r}' = \beta^2 \left(\triangle \mathbf{r} + \frac{i}{c} \triangle r v \mathbf{l}\right).$$

teda

$$(\Delta r')^2 = \beta^4 \left[(\triangle r)^2 - \frac{v^2}{c^2}(\triangle r)^2\right] = \beta^2 (\triangle r)^2,$$

t. j.

$$\Delta r' = \beta \Delta r$$

alebo

$$\triangle r = \frac{1}{\beta} \triangle r' < \triangle r'. \tag{12b}$$

Posledná rovnica je vyjadrením známeho vzťahu o skracovaní dĺžok pohybom.

5. Odvodenie Lorentzových transformácií

Známe Lorentzové vzorce, spomínané v úvode článku, sú odvodené za týchto predpokladov:

1. Smer osi X súradnicovej sústavy S je totožný so smerom rýchlosti pohybujúcej sa sústavy S'.
2. Súradnicová sústava S' je volená tak, aby osi Y', resp. Z', boli rovnoběžné a súhlasne orientované s osami Y, resp. Z, sústavy S.

Podľa prvého predpokladu možno pre rýchlosť v písať $\mathbf{v} = v\mathbf{i}$. Keďže súradnice x, y, z, t, resp. x', y', z', t' predstavujú ortogonálne súradnice svetobodu, transformujú sa pri prechode zo súradnicovej sústavy S do S' podobne ako jednotkové vektory $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}, \mathbf{l}$. Vzorec pre transformovanie časovej súradnice dostaneme preto jednoducho tým, že vo vyjadrení jednotkového vektora $\mathbf{l}'$ podľa rovnice (8)

$$\mathbf{l}' = \frac{\beta}{ic}(v\mathbf{i} + ic\mathbf{l}), \tag{13}$$

napíšeme ict' namiesto $\mathbf{l}'$, ict namiesto $\mathbf{l}$ a x namiesto $\mathbf{i}$. Tým dostaneme:

$$ict' = \frac{\beta}{ic}(vx + ic\,.\,ict),$$

t. j.

$$t' = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}x\right). \tag{8b}$$

Osi Y a Z systému S predstavujú podľa svojej definície súbor všetkých udalostí, ktoré sa vyznačujú nulovými súradnicami x, z a t, resp. x, y a t. Z rovnice (10b) však bezprostredne vyplýva, že súbor týchto udalostí sa aj v súradnicovom systéme S' vyznačuje nulovou súradnicou t'. Osi Y' a Z' je zrejme možno voliť tak, aby sa tieto udalosti vyznačovali aj nulovými súradnicami x' a z', resp. x' a y'. Inými slovami, možno zvoliť súradnicovú sústavu S' tak, aby tie udalosti, ktoré sa v systéme S odohrali na osi Y alebo Z, v systéme S' boli uložené opäť na osi Y' alebo Z'. Takýto súradnicový systém má teda os Y' orientovanú súhlasne s osou Y systému S, os Z' súhlasne s osou Z. Na základe toho možno písať:

$$\mathbf{j}' = \mathbf{j},$$
$$\mathbf{k}' = \mathbf{k}.$$

Poloha časovej osi je jednoznačne určená vektorom $\mathbf{l}'$. Uloženie osi X nájdeme tak, že si určíme jednotkový vektor $\mathbf{i}'$. Tým automaticky nájdeme aj žiadaný vzťah pre transformáciu x-ovej súradnice svetobodu.

Z posledných rovníc vyplýva, že jednotkový vektor $\mathbf{i}'$ nemá žiadnu zložku do osi Y a Z. Bude teda zrejme $\mathbf{i}'$ istou lineárnou kombináciou len vektorov $\mathbf{i}$ a $\mathbf{l}$. Možno preto písať:

$$\mathbf{i}' = a\mathbf{i} + b\mathbf{l}.$$

Podmienka ortogonality vektorov $\mathbf{i}'$ a $\mathbf{l}'$ žiada, aby bolo:

$$\mathbf{i}'\,.\,\mathbf{l}' = 0.$$

Ak v tejto rovnici vyjadríme $\mathbf{l}'$ podľa vzorca (8a) a $\mathbf{i}'$ podľa predchádzajúceho vzorca, dostaneme rovnicu:

$$av = -\,icb.$$

Keďže vektor $\mathbf{i}'$ je jednotkový, koeficienty a, b spĺňajú aj vzťah

$$a^2 + b^2 = 1.$$

Posledné dve rovnice predstavujú dve podmienky pre koeficienty a, b. Ich riešením dostávame:

$$a = \pm \beta, \qquad b = \pm \frac{\beta i v}{c}.$$

Ľahko sa možno presvedčiť, že sú prípustné buď obe znamienka kladné alebo obe záporné. Pre jednotkový vektor $\mathbf{i}'$ takto dostávame:

$$\mathbf{i}' = \pm \beta \left(\mathbf{i} + i \frac{v}{c} \mathbf{l}\right). \tag{13}$$

Pri zmenšovaní rýchlosti $\mathbf{v}$ na nulu prechádza $\mathbf{i}'$ v $\mathbf{i}$. Z toho je jasné, že znamienko vo vyjadrení rozhoduje len o orientácii osi X' vzhľadom na os X systému S. Ak sa rozhodneme kladné hodnoty x' počítať súhlasne ako pri osi X, potom musíme voliť znamienko kladné.

Podobným obratom, ako sme odvodili z vyjadrenia jednotkového vektora $\mathbf{l}'$ transformačný vzorec pre čas, môžeme z vyjadrenia jednotkového vektora $\mathbf{i}'$ odvodiť transformačný vzorec pre x -ovú súradnicu. Vychádza:

$$x = \beta \left(x + \frac{v}{c}\, ict\right) = \beta(x - vt). \tag{14b}$$

6. Teoréma o skladaní rýchlostí

Nech je rýchlosť pohybu bodu v sústave S' $\mathbf{w}' = \dfrac{\mathrm{d}\mathbf{r}'}{\mathrm{d}t'}$, v sústave S $\mathbf{w} = \dfrac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}t}$. Rýchlosť pohybu sústavy S' vzhľadom na sústavu S nech je $\mathbf{v}$. Potom vzťah medzi rýchlosťami $\mathbf{w}$ a $\mathbf{w}'$ je podľa rovnice (11a)

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{r}'}{\mathrm{d}t'} \cdot \frac{\mathrm{d}t'}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}(\mathbf{r}^* . \mathbf{D}^*)}{dt}. \tag{14}$$

Podľa rovnice (10b) však je:

$$ict'\mathbf{l}' = ict\mathbf{l} - (\mathbf{r} + ict\mathbf{l}) . \mathbf{D}^*.$$

Vynásobením tejto rovnice vektorom $\mathbf{l}'$ dostaneme:

$$t' = \beta\, t - \beta \frac{\mathbf{r} . \mathbf{v}}{c^2}$$

a konečne derivovaním podľa nečiarkovaného času

$$\frac{\mathrm{d}t'}{\mathrm{d}t} = \beta \left(1 - \frac{\mathbf{v} . \mathbf{w}}{c^2}\right).$$

Dosadením tohto vzťahu do rovnice (14) pre rýchlosť w vyplýva:

$$\mathbf{w} = \mathbf{w}'\, \beta \left(1 - \frac{\mathbf{v} . \mathbf{w}}{c^2}\right) - \mathbf{w}^* . \mathbf{D}^*, \tag{15a}$$

kde sme označili $\mathbf{w}^* = \mathbf{w} + ic\mathbf{l}$ alebo:

$$\mathbf{w}' = \frac{\mathbf{w} + \mathbf{w}^* . \mathbf{D}^*}{\beta \left(1 - \dfrac{\mathbf{v} . \mathbf{w}}{c^2}\right)}. \tag{15b}$$

Postupným násobením posledného vzorca jednotkovými vektormi $\mathbf{i}'$, $\mathbf{j}'$, $\mathbf{k}'$ by sme dostali vzorce pre transformovanie zložiek rýchlosti.

Zároveň ďakujem s. akademikovi Ilkovičovi, z ktorého podnetu práca vznikla, za rady a pripomienky, ktoré mi pri písaní článku poskytol.

Došlo 12. VI. 1954.

Katedra fyziky
Slovenskej vysokej školy technickej,
Bratislava

LITERATÚRA

1. P. K. Raševskij, Rimannova geometrija i tenzornyj analiz, Gostechizdat 1953. 2. L. Landau a E. Lifšic, Teoria pola, Gostechizdat 1949. 3. D. Ilkovič, Vektorový počet, SVŠT 1945.

ТЕНЗОР ДЕФОРМА́ЦИИ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ ДВИЖЕНИЕМ

ЮЛИУС КРЕМПАСКИ

Выводы

В статье выводятся при помощи векторного и тензорного анализа основные трансформационные формулы специальной теории относительности, относящиеся к пространственному радиус — вектору и времени. Введено понятие тензора деформации пространства и времени движением аналогично к тензору деформации при однородной деформации твердого тела. При помощи этого тензора деформации выводят потом общие формулы для контракции длины и дилатации времени. В статье также показывается, что известные, методом компонентов выведенные формулы для трансформации координат и скорости, вытекают из общих формул в качестве частного случая.