МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ДВНЗ “КРИВОРІЗЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ

ПЕДАГОГІЧНИЙ УНУВЕРСИТЕТ”

Кафедра фізики та методики її навчання

КВНЗ “ХЕРСОНСЬКА АКАДЕМІЯ НЕПЕРЕРВНОЇ ОСВІТИ”

Кафедра теорії і методики викладання

природничо-математичних та технологічних дисциплін

РЕЛЯТИВІСТСЬКІ КІНЕМАТИЧНІ ЕФЕКТИ

Методичні рекомендації до самостійної роботи студентів фізико-математичних факультетів та вчителів фізики

Херсон-Кривий Ріг

2016

УДК 538.3 (075)

ББК 22.33

Релятивістські кінематичні ефекти : методичні рекомендації до самостійної роботи студентів фізико-математичних факультетів та вчителів фізики / Укл. А.О. Соломенко, О.А. Коновал, Н.С. Шолохова. – Кривий Ріг-Херсон : ДВНЗ «Криворізький державний педагогічний університет», 2016. – 41 с.

Соломенко А.О. – вчитель фізики Криворізької ЗОШ № 109 I-III ступенів, аспірант кафедри педагогіки ДВНЗ «Криворізький державний педагогічний університет»;

Коновал О.А. - кандидат фізико-математичних наук, доктор педагогічних наук, професор, зав. кафедри фізики та методики її навчання ДВНЗ «Криворізький державний педагогічний університет»;

Шолохова Н.С. - кандидат педагогічних наук, старший викладач кафедри теорії і методики викладання природничо-математичних та технологічних дисциплін КВНЗ «Херсонська академія неперервної освіти».

Рецензенти:

Здещиц В.М. - доктор технічних наук, професор кафедри фізики та методики її навчання ДВНЗ «Криворізький державний педагогічний університет»;

Туркот Т.І. - кандидат педагогічних наук, доцент, КВНЗ «Херсонська академія неперервної освіти».

Схвалено на засіданні кафедри фізики та методики її навчання
ДВНЗ «КРИВОРІЗЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ
ПЕДАГОГІЧНИЙ УНУВЕРСИТЕТ»
(Протокол № 4 від 17.11.16 р.).

Схвалено на засіданні кафедри теорії і методики викладання
природничо-математичних та технологічних дисциплін
КВНЗ «ХЕРСОНСЬКА АКАДЕМІЯ НЕПЕРЕРВНОЇ ОСВІТИ»
(Протокол № 9 від 15.12.2016 р.).

ЗМІСТ

Вступ

Струнка теорія, яка об'єднує математичну красу
й фізичну істину — ось кінцева мета наших зусиль.
Ф.Дж.Дайсон, американський фізик

Спеціальна теорія відносності (СТВ), започаткована у 1905 році, є важливим розділом сучасної фізики. Предметом вивчення спеціальної теорії відносності є властивості простору, часу і руху тіл, насамперед при швидкостях, наближених до швидкості світла у вакуумі.

У класичній механіці Ньютона вважали, що простір необмежений, нерухомий, тривимірний евклідовий, однорідний, ізотропний, абсолютний. Час у класичній механіці одновимірний (протікає з минулого через теперішнє у майбутнє), однорідний (всюди у Всесвіті протікає однаково, раз і назавжди заданим темпом: інтервал часу між одними й тими ж двома подіями однаковий для всіх спостерігачів у Всесвіті), абсолютний. Згідно класичних уявлень, рух тіл не чинить жодного впливу на протікання часу (час протікає однаково для нерухомих і рухомих тіл) і на простір (довжина стержня не залежить від того, знаходиться він у стані спокою чи рухається). Такі уявлення класичної механіки про простір і час опиралися на повсякденний досвід і на весь наявний багаж знань про фізичні явища, дали змогу пояснити механічні явища природи (рух навколишніх тіл, планет Сонячної системи та їх супутників, Галактик, тощо). До другої половини XIX століття класичні уявлення не викликали ніякого сумніву.

У другій половині XIX століття були виявлені протиріччя між класичною механікою і створеною Д. Максвеллом класичною електродинамікою. Згідно теорії Максвелла швидкість поширення електромагнітних хвиль і світла у вакуумі не залежить від вибору інерціальної системи відліку (ІСВ). Це суперечило класичному принципу відносності Галілея та закону додавання швидкостей.

Першим правильно вирішив наявне протиріччя А. Ейнштейн. Він зрозумів, що при великих швидкостях, рівних швидкості світла чи близьких до неї, необхідно відмовитися від класичного закону додавання швидкостей і класичних уявлень про простір і час. У результаті його досліджень була започаткована спеціальна теорія відносності (СТВ) або релятивістська механіка (від латинського relativus - відносний), яка ґрунтується на двох принципах (постулатах). Перший принцип (постулат) - релятивістський принцип відносності Ейнштейна: будь-яке фізичне явище в усіх ІСВ протікає однаково, за однаковими законами (при однакових початкових умовах). Другим є постулат сталості швидкості світла: швидкість поширення світла у вакуумі однакова в усіх ІСВ. Швидкість поширення світла у вакуумі $c = 3 \cdot 10^8 \, {}^{м}\!/_{c}$ є максимально можливою швидкістю в природі (максимально можливою швидкістю передавання взаємодії в природі). Спеціальна теорія відносності є фізичною теорією простору, часу і руху тіл у ІСВ.

СТВ має важливе дидактичне та світоглядне значення, і тому вкрай необхідна для вивчення учнями загальноосвітньої школи. Відповідний розділ “Релятивістська механіка” завершує частину фізики «Механіка» в 10 класі. Діють три рівні програми підручників: рівень стандарту, академічний рівень, профільний рівень, кожен з яких має відповідний зміст і державні вимоги до підготовки учнів. Як показує аналіз, методика вивчення СТВ має низку здобутків, але й багато недоліків, зокрема стосовно трактування фізичного змісту окремих понять, положень і співвідношень СТВ (Коновал О.А.). З огляду на викладене вище **актуалізується** потреба поглиблення знань студентів та вчителів - практиків у галузі релятивістської механіки, що може здійснюватися ними самостійно. У зв'язку з цим **метою** «Методичних рекомендацій» є висвітлення сутності релятивістських кінематичних ефектів, глибоке розуміння яких дозволить на практиці удосконалювати методику вивчення релятивістської механіки в загальноосвітніх навчальних закладах.

1. Перетворення Галілея. Механічний принцип відносності

Розглянемо інерційну «нерухому» систему відліку (СВ) K і систему K', яка рухається відносно СВ K рівномірно і прямолінійно із швидкістю $\overline{V}$ (рис 1). Відлік часу почнемо з моменту, коли початки координат обох систем співпадають.

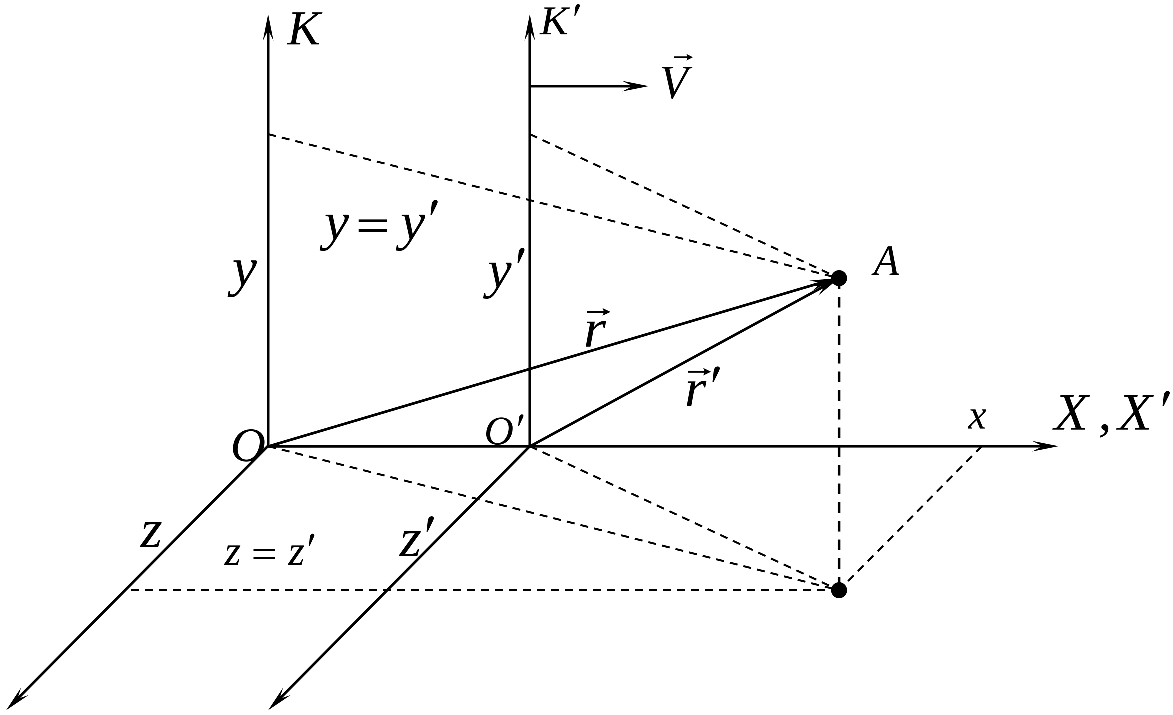

Рис. 1. Система відліку K' рухається з швидкістю $\vec{V} = const$ вздовж вісі OX СВ K

У класичній механіці передбачається, що хід часу не залежить від відносного руху системи відліку. Тобто, час настання будь-якої події однаковий в усіх інерційних СВ:

$$t = t'. \tag{1}$$

Знайдемо зв'язок між просторовими координатами довільної точки A в обох системах відліку. З рис. 1 видно, що радіус-вектор т. A в СВ K дорівнює:

$$.\vec{r} = \vec{r}\,' + O\vec{O}' = \vec{r}\,' + \vec{V}t\,. \qquad (2)$$

У випадку, коли система K'рухається зі швидкістю $\vec{V}$ вздовж додатного напряму осі OX СВ K, рівняння (2) в проекціях на осі координат має вигляд:

$$x = x' + Vt, y = y', z = z'.$$

Ці рівняння (1) та (2)– **перетворення координат Галілея, або просто перетворення Галілея:**

$$\begin{aligned} &x = x' + Vt\,, \\ &y = y', \\ &z = z', \\ &t = t'. \end{aligned} \qquad (3)$$

Записані вище співвідношення мають місце в класичній механіці $(V << c.)$.

Отримаємо правило додавання швидкостей в класичній механіці:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{r}\,'}{dt} + \vec{V}\,;$$

$$\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}\,' + \vec{V}\,. \qquad (4)$$

Прискорення тіла в СВ K:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = \frac{d(\vec{\upsilon}\,' + \vec{V}\,)}{dt} = \frac{d\vec{\upsilon}\,'}{dt} = \vec{a}\,'. \qquad (5)$$

Оскільки $\vec{a} = \vec{a}\,'$, то сила $\vec{F} = m\vec{a}$, що діє на частинку в системі K, збігається з силою $\vec{F}\,' = m\vec{a}\,'$, що діє на частинку в системі K':

$$\vec{F} = \vec{F}\,'.$$

Це пов'язано з тим, що сила залежить від відстані між даною частинкою і частинками, які діють на неї, а ці відстані в ньютонівській механіці вважаються однаковими у всіх інерційних системах. Маса також однакова у всіх системах.

Отже, рівняння динаміки не змінюється при переході від однієї інерційної системи відліку до іншої, тобто є інваріантними відносно перетворення Галілея. Це і є механічний принцип відносності. Галілей зазначив, що ніякими механічними дослідами, які проведені в даній інерційній системі відліку, не можна встановити, чи знаходиться фізичний процес і пов'язана з ним СВ в стані спокою, чи рухається рівномірно і прямолінійно.

2. Постулати спеціальної теорії відносності. Перетворення Лорентца

Спеціальна теорія відносності, яка вивчає рух і взаємодію тіл, фізичні процеси в інерціальних системах відліку з урахуванням кінцевої швидкості передачі сигналів (взаємодій), була створена, в основному, Альбертом Ейнштейном в 1905 році. Суть її полягає в об'єднанні простору і часу.

Спеціальна теорія відносності є сучасною фізичною теорією простору і часу. Спеціальну теорію відносності називають релятивістською теорією, а явища, що описуються цією теорією, - релятивістськими ефектами, які проявляються при будь-яких швидкостях. Але при швидкостях руху тіл, близьких за величиною до швидкості світла у вакуумі c величини цих ефектів стає значною. Релятивістською механікою називається механіка рухів з релятивістськими швидкостями, яка ґрунтується на спеціальній теорії відносності.

В основі спеціальної теорії відносності лежать два постулати Ейнштейна.

I. Принцип відносності: ніякі досліди (механічні, електричні, оптичні), які проведені всередині даної інерційної системи відліку, не дають можливості виявити, чи знаходиться ця система в стані спокою чи рухається рівномірно і прямолінійно: всі закони природи коваріантні відносно переходу від однієї інерційної системи відліку до іншої.

II. Принцип інваріантності світла, або постулат сталості швидкості світла (ПСШС): швидкість світла у вакуумі не залежить від швидкості руху джерела світла або спостерігача і однакова у всіх інерційних системах відліку.

Знайдемо формули, згідно з якими координати події в СВ K' пов'язані з координатами цієї ж події в системі K. Ці формули називаються перетвореннями Лорентца. Їх одержують на основі постулатів Ейнштейна.

Розглянемо дві інерційні системи відліку, СВ K і СВ K', яка рухається відносно СВ K вздовж осі OX з швидкістю $\vec{V}$, рис. 2.

Точка $x'=0$ в СВ K має координату $x=Vt$. Тоді очевидно, що для довільної іншої точки СВ K' маємо:

$$x' = \Gamma' \cdot (x - Vt) \tag{6}$$

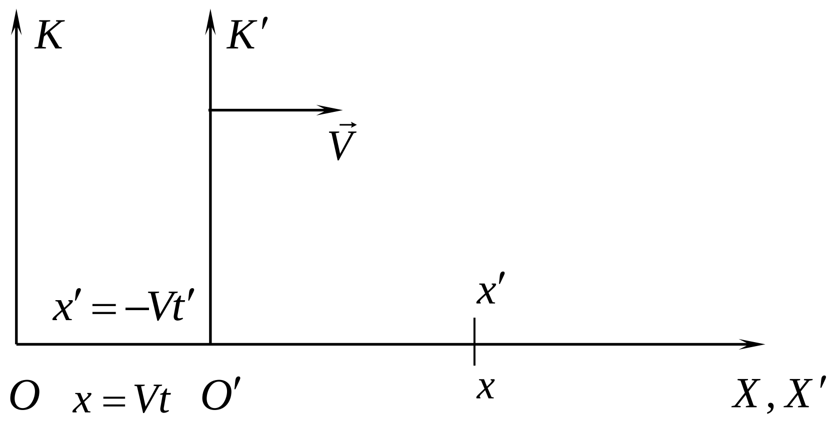

Рис. 2. В початковий момент часу $t = t' = 0$, коли початки O і O' співпадають, випромінюється світловий імпульс. Зображено положення двох СВ в момент часу t

З іншого боку, точка $x = 0$ (точка O, початок координат СВ K) з точки зору СВ K' має координату $x' = -Vt'$ (див. рис. 2.). Тому для будь-якої іншої точки СВ K можна записати:

$$x = \Gamma \cdot (x' + Vt'), \tag{7}$$

де Γ та Γ' деякі коефіцієнти, які необхідно визначити.

Виходячи із принципу відносності коефіцієнти Γ та Γ' повинні бути однакові, $\Gamma = \Gamma'$. Впевнимося в цьому.

Дійсно, нехай в СВ K' вздовж осі $O'X'$ знаходиться стержень одиничної довжини. Тобто координати кінців його такі в СВ K':

$$x_1' = 0,\, x_2' = 1,$$
$$x_2' - x_1' = 1.$$

Тоді в СВ K в один і той же момент часу ($t_1 = t_2$) довжину цього стержня слід знаходити із рівнянь:

$$x_1' = \Gamma'(x_1 - Vt_1);$$
$$x_2' = \Gamma'(x_2 - Vt_2);$$
$$\frac{x_2' - x_1'}{\Gamma'} = x_2 - x_1.$$

І вона дорівнює:

$$x_1 - x_2 = \frac{1}{\Gamma'}.$$

Це з точки зору системи СВ K.

Нехай тепер в СВ K знаходиться такий же стержень одиничної довжини. Тобто, $x_2 - x_1 = 1$. Тоді з точки зору СВ K' довжина його буде (при виконанні умови $t_1' = t_2'$):

$$\frac{(x_2 - x_1)}{\Gamma} = x_2' - x_1'.$$

Оскільки, згідно перетворень (7):

$$x_1 = \Gamma(x_1' + Vt_1');$$
$$x_2 = \Gamma(x_2' + Vt_2').$$

Тоді $x_2' - x_1' = \dfrac{1}{\Gamma}$.

Із рівноправності СВ K і СВ K' випливає, що:

$$x_2 - x_1 = x_2' - x_1';$$

$x_2 - x_1 = 1; x_2' - x_1' = 1$, тобто $\Gamma = \Gamma'$.

Із цих двох співвідношень $x_1 = \Gamma(x_1' + Vt_1'),\ x_2 = \Gamma(x_2' + Vt_2')$ можна одержати також:

$$t' = \gamma \cdot t + \delta \cdot x. \tag{8}$$

Тобто, з огляду на принцип відносності та другий постулат Ейнштейна, ми дійшли висновку: між t і t' повинна бути лінійна залежність.

Якби вона була нелінійна, наприклад, $t' \propto t^2$, то довільний рівномірний рух в першій системі буде прискореним в іншій системі відліку. Такий висновок суперечить самому поняттю інерційної системи відліку.

Щоб встановити явний вигляд перетворень (6), (7), (8) розглянемо конкретне фізичне явище, характерні властивості якого нам відомі. Це розповсюдження світлового сигналу. Нехай початковий момент часу $t = t' = 0$, коли початки O і O' збігаються, випромінюється світловий імпульс. Швидкість світла в обох системах одна і та сама і дорівнює c. Тому, якщо за час t в СВ K сигнал дійде до деякої точки, пройшовши відстань $x = ct$, то в СВ K' в момент часу t' світловий імпульс досягне координати:

$$x' = ct'.$$

Після підстановки $x = ct$ та $x' = ct'$ в рівняння (6) (7) вони набувають вигляду:

$$ct' = \Gamma\left(ct - Vt\right); \tag{9}$$

$$ct = \Gamma\left(ct' + Vt'\right). \tag{10}$$

Якщо помножити одне рівняння на друге, то одержимо:

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - B^2}}, \tag{11}$$

де $B = \dfrac{V}{c}$.

Із рівняння (9) для t' знаходимо:

$$t' = \frac{\Gamma(ct - Vt)}{c} = t \cdot \Gamma(1 - B) = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - B^2}}. \qquad (12)$$

Таким чином, при переході від СВ K до СВ K' просторові (6), (7) та часова координати події (12) перетворюються згідно формул:

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - B^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - \frac{Vx}{c^2}}{\sqrt{1 - B^2}}. \qquad (13)$$

Це і є перетворення Лорентца.

Більш детальний аналіз методів обґрунтування перетворень Лорентца та їх наслідків читач може знайти в посібниках [1; 2].

Але як же розуміти перетворення Лорентца (13)?

$t'(x,t)$ - це те, що показує годинник із СВ K', який знаходиться в цю мить (момент t) в точці x СВ K. Таким чином, годинник із набору годинників СВ K', який буде в точці з координатою x, показує момент t', що не співпадає з часом, що показує годинник із СВ K.

Якщо x - координата точки в системі K і годинник в цій системі відліку показує t, то координата цієї події з точки зору СВ K', буде x'.

Щоб знайти обернені перетворення Лорентца, треба розв'язати рівняння (13) відносно x та t і одержимо:

$$x = (x' + Vt')\Gamma, \ y = y', \ z = z', \qquad t = \Gamma(t' + \frac{V}{c^2} \cdot x'). \qquad (14)$$

Але простіше запам'ятати правило: при переході від однієї СВ до іншої в формулах перетворення ,слід штриховані величини замінити на не штриховані, а перед швидкістю $\vec{V}$ поставити протилежний знак.

Відмітимо деякі наслідки перетворень Лорентца.

Так, відносність одночасності добре видно із перетворень Лорентца.

а) Нехай в точці x_1 і x_2 СВ K, відбулись події в один і той же момент часу t. Тоді, згідно перетворень Лорентца проміжок часу між цими подіями в СВ K' буде:

$$\Delta t' = t_2' - t_1' = -\Gamma(\frac{V\Delta x}{c^2}).$$

Тобто, якщо події в СВ K просторово рознесені ($x_1 \neq x_2$), але одночасні ($t_1 = t_2$), то в СВ K'

$$x_1' = \frac{x_1 - Vt}{\sqrt{1-B^2}}, x_2' = \frac{x_2 - Vt}{\sqrt{1-B^2}};$$

$$t_1' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x_1}{\sqrt{1-B^2}}, t_2' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x_2}{\sqrt{1-B^2}};$$

$$x_1' \neq x_2';\ \ t_1' \neq t_2'.$$

Отже, в СВ K' ці події залишаються просторово рознесеними, але виявляються і неодночасними. Знак різниці $t_2' - t_1'$ визначається знаком виразу $V \cdot \Delta x = V(x_2 - x_1)$ Тому в різних точках СВ K' (при рівних V) різниця $t_2' - t_1'$ буде неоднаковою за величиною і за знаком.

б) Перетворення Галілея (3) - це граничний випадок перетворень Лорентца. Дійсно, якщо $B << 1$, то $\Gamma \cong 1$ і із формул перетворення Лорентца, при $\frac{V^2}{c^2} << 1$, одержуємо:

$$x' = x - Vt,$$

$$y = y',\ z = z', t = t'.$$

в) Нехай в СВ K в точках з координатами x_1 і x_2 в моменти часу t_1 і t_2 відбувається дві події. В СВ K', яка рухається відносно СВ K з швидкістю $\vec{V}$ вздовж осі OX, цим подіям відповідають координати x_1' і x_2' в моменти часу

t_1' і t_2'. Якщо події в СВ K відбуваються в одній точці ($x_1 = x_2$) і є одночасним ($t_1 = t_2$), то згідно з перетворенням Лорентца (13), (14):

$$x_1' = x_2' \text{ і } t_1' = t_2'.$$

Тобто, ці події є одночасними і такими, що просторово збігаються для довільної інерційної системи відліку.

3. Сутність кінематичних релятивістських ефектів

До кінематичних ефектів спеціальної теорії відносності, зазвичай, відносять скорочення поздовжніх розмірів тіл, що рухаються з певною швидкістю V, сповільнення ходу рухомого годинника, формули додавання швидкостей спеціальної теорії відносності.

Усі ці ефекти – наслідки спеціальної теорії відносності завжди викликали жвавий інтерес оточуючих і часто у зв'язку з цими наслідками виникали непорозуміння та парадокси теорії відносності.

Так фізики, які не розуміли сучасної фізики (спеціальна теорія відносності, квантова теорія), стверджували, що оскільки в реальних експериментах з тілами, які рухаються зі швидкістю $V << c$, подібні ефекти не проявляються, то значить і висновки теорії відносності, і сама теорія не відображає фізичної реальності.

Тому як зазначалось нами вище, бажано обґрунтувати ці наслідки різними методами і показати, що на основі цих різних методів ми отримуємо одні і ті самі (тотожні) результати. До того ж пояснення наслідків різними способами повинно надати цим кінематичним наслідкам більшої достовірності.

3.1. Обґрунтування сповільнення ходу рухомого годинника

3.1.1. Обґрунтування з використанням перетворень Лоренцта. Нехай в СВ K' в точці з координатою x' знаходиться годинник, який реєструє тривалість деякого процесу. Нехай початковий момент часу t_1', а кінець явища по годиннику СВ K' - t_2'.

Тривалість цього явища з точки зору СВ K':

$$\Delta t' = t_2' - t_1'.$$

Треба знайти тривалість цього процесу, або відповідний проміжок з точки зору СВ K.

Нехай в той момент, коли годинник СВ K', що знаходиться в цій же точці (x') і показав t_1', годинник системи K, що знаходиться в цій же точці, відмітив момент t_1. Тоді в той момент коли годинник СВ K', показав t_2', годинник системи K, що знаходиться в цій же точці простору СВ K показав момент часу t_2.

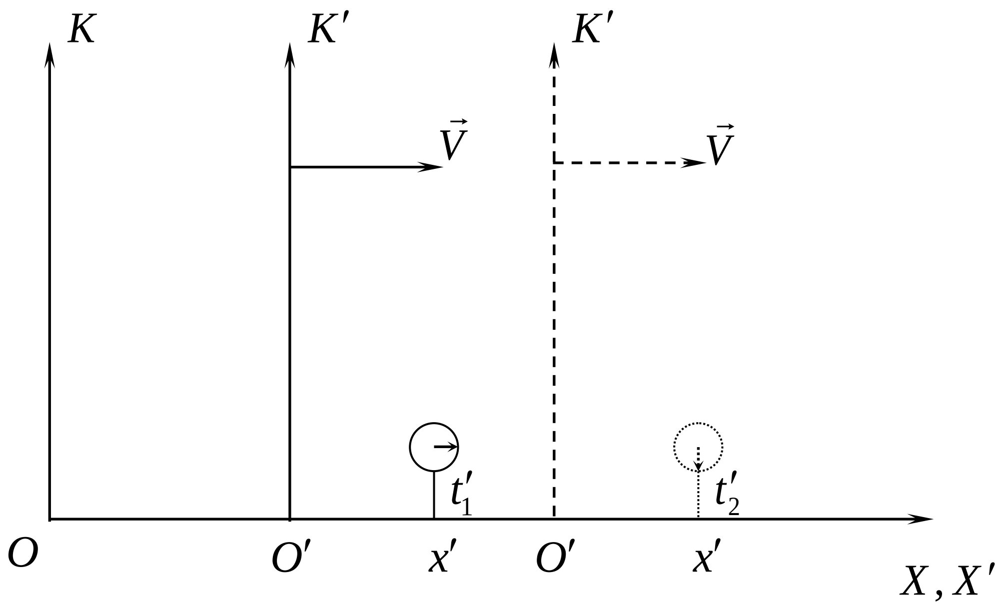

Рис. 3. СВ K' разом з нерухомим відносно неї годинником, що знаходиться в точці з координатою x', рухається в СВ K з швидкістю V

Отже, тривалість процесу з точки зору СВ K:

$$\Delta t = t_2 - t_1.$$

Тоді, із перетворень Лорентца отримуємо:

$$t_{2,1} = (t_{2,1}' - \frac{Vx'}{c^2})\sqrt{(1 - B^2)}.$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{(1-B^2)}}. \qquad (15)$$

Оскільки $B = \dfrac{V}{c} > 0$, то $\sqrt{(1-B^2)} < 1$, і тому

$$\Delta t > \Delta t'. \qquad (16)$$

У результаті відлік часу має відносний характер.

Тобто складається враження, що рухомий годинник «іде» повільніше, ніж нерухомий.

Це співвідношення слід розуміти так:

Тривалість фізичного процесу в системі відліку, де він нерухомий, завжди менша ніж тривалість його з точки зору будь-якої іншої інерційної системи відліку.

Можна говорити, що фізичний процес в СВ, відносно якої він переміщується, протікає повільніше, ніж з точки зору системи відліку, в якій він знаходиться в спокої.

Різним виявляється лише відлік проміжків часу. Зв'язок проміжку часу між двома подіями, що відбулися в деякій СВ в одній і тій самій точці простору (тобто цей проміжок часу $\Delta t'$ фіксується одним годинником) з проміжком часу між тими самими подіями, але який вимірюється двома годинниками іншої СВ, відносно якої ці дві події відбуваються в двох різних точках простору дається формулою (15).

3.1.2. Обґрунтування за допомогою світлового годинника. На кінцях стержня довжиною l закріплені два паралельні дзеркала. Між дзеркалами рухається вверх і вниз світловий імпульс (рис. 4.)

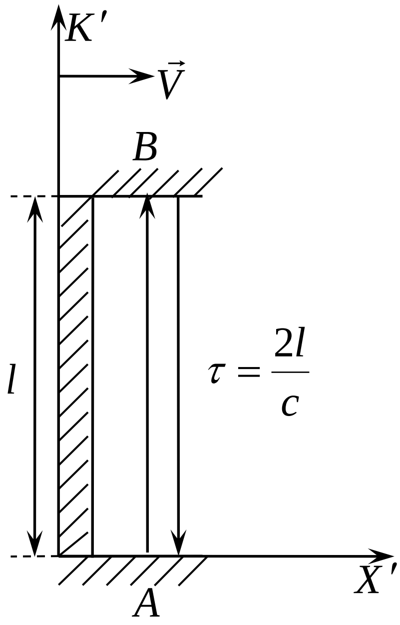

Рис. 4. Світловий годинник AB нерухомий в СВ K'

Кожне відображення від нижнього дзеркала за допомогою спеціального пристрою викликає наступне «клацання» годинника. Спостерігач, нерухомий відносно годинника, виявить, що інтервал часу між «клацанням» дорівнює:

$$\tau = \frac{2l}{c}$$

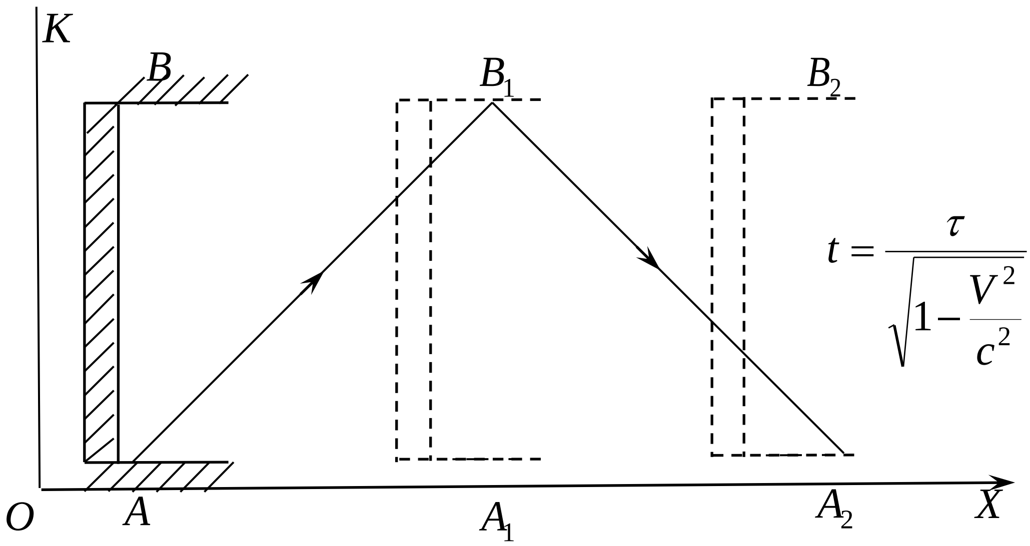

Рис. 5. Світловий промінь в світловому годиннику в СВ K розповсюджується вздовж ломаної лінії AB_1A_2

Та з точки зору спостерігача, відносно якого годинник рухається зі швидкістю V, інтервал часу виявиться іншим. Будемо вважати, що стержень (світловий годинник AB) перпендикулярний до вектору швидкості $\vec{V}$. Тоді світло в рухомому годиннику з точки зору СВ K розповсюджується вздовж ломаної лінії AB_1A_2, (рис. 5) і проходить між «клацанням» годинника за час t шлях:

$$2\sqrt{\left(AA_1\right)^2+\left(A_1B_1\right)^2}=2\cdot\sqrt{\left(\frac{Vt}{2}\right)^2+l^2}\,.$$

Відповідно, проміжок часу між випромінюванням сигналу в т. A та прийомом його в т. B з точки зору СВ K, дорівнює:

$$t=\frac{2\sqrt{l^2+\left(\frac{Vt}{2}\right)^2}}{c}\,.$$

Розв'язуючи це рівняння відносно t і враховуючи, що $\frac{2l}{c}=\tau$, приходимо до формули, яка співпадає з (15):

$$t=\frac{\tau}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}\,. \qquad (17)$$

Тобто, якщо проміжок часу між «клацанням» годинника у власній СВ τ, то з точки будь-якої іншої системи відліку, відносно якої годинник рухається з швидкістю V, проміжок часу між цими ж «клацанням» буде більшим, $t>\tau$.

3.1.3. Обґрунтування методом k - коефіцієнта. Ці співвідношення (15) та (17) між проміжками часу можна одержати також з використанням методу k - коефіцієнта [2; 5].

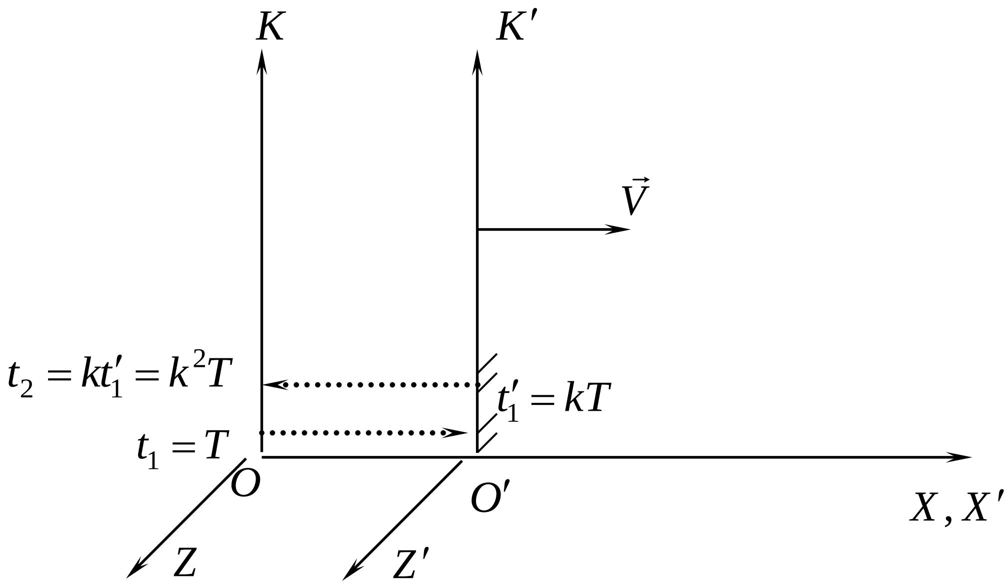

Рис. 6. Ілюстрація методу k - коефіцієнта

Але спочатку слід пояснити в чому полягає сутність методу k-коефіцієнта (або радіолокаційного методу).

Нехай в початку координат СВ K знаходиться пристрій, який посилає в напрямку до СВ K' імпульси через проміжки часу T.

У початковий момент часу, зазвичай, початки координат СВ K та СВ K' співпадають, і в цей момент часу посилається перший імпульс до СВ K'. Другий імпульс посилається в момент $t_1 = T$.

Тоді в СВ K' цей сигнал по годиннику системи K' буде прийнятий в момент:

$$t_1' = kT.$$

Тобто, всі наступні сигнали в СВ K' будуть прийматися через такий же проміжок часу $t_1' = kT$.

Аналогічно (в силу рівноправності) СВ K та СВ K', якщо із системи K' в напрямку системи K буде посилатись сигнал через проміжок часу T' по годиннику системи K', то по годиннику системи K цей сигнал буде прийматись через проміжок часу kT'.

Нехай в початку координат системи K' знаходиться дзеркало, тоді другий посланий сигнал відіб'ється від K' через kT по годиннику K', але спостерігач в СВ K прийме його через проміжок часу:

$$t_2 = kt_1' = k \cdot kT = k^2 T. \tag{18}$$

Тобто, по годиннику СВ K, 2-й відбитий сигнал прийде в т. O в момент $t_2 = k^2 T$.

Таким чином, по годиннику СВ K проміжок часу $k^2 T - T$ - це час розповсюдження радіолокаційного сигналу від СВ K до системи K' і назад. А проміжок часу $\frac{(k^2 T - T)}{2}$ - час розповсюдження сигналу тільки від СВ K до системи K'. А в який момент відбулося відбивання світового сигналу від дзеркала СВ K'? Безпосередньо виміряти час настання цієї події ми не можемо. Цей момент ми повинні визначити.

Час настання події (відбиття сигналу) по годиннику СВ K, згідно означення, згідно процедури синхронізації:

$$T = \frac{(t_1 + t_2)}{2}.$$

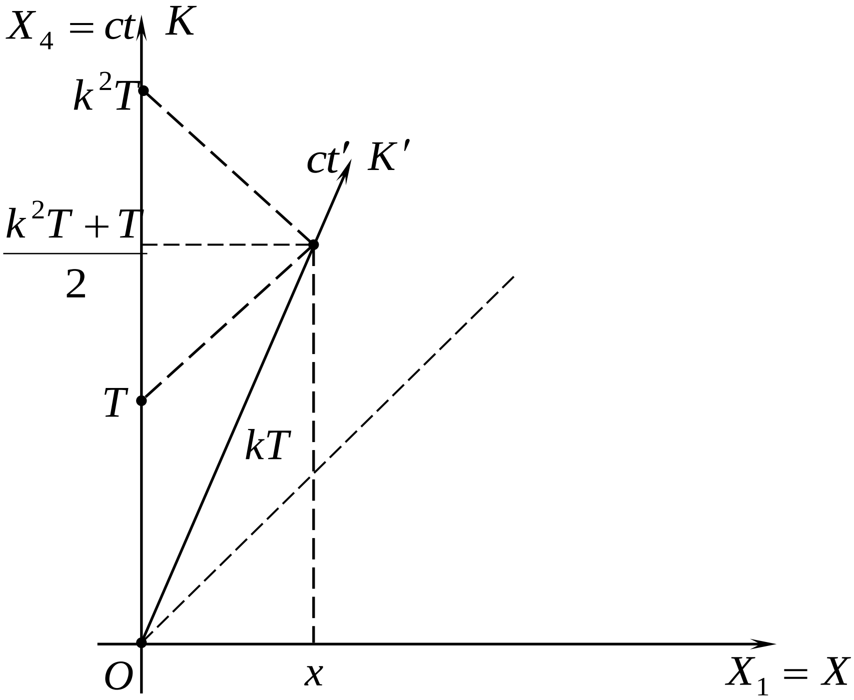

Рис. 7. Пояснення методу -k коефіцієнта на діаграміМіньковського

Враховуючи (18) для моменту (по годиннику СВ K) відбиття сигналу від СВ K', маємо:

$$\frac{k^2T+T}{2} = \frac{T(k^2+1)}{2}. \tag{19}$$

Тоді, очевидно, що СВ K' пройшла за цей проміжок часу шлях:

$$\frac{T(k^2+1)V}{2},$$

а світловий промінь подолав відстань:

$$\frac{(k^2T-T)}{2}\cdot c = \frac{cT(k^2-1)}{2}.$$

Тому одержуємо рівність для визначення коефіцієнта k:

$$\frac{T(k^2+1)V}{2} = \frac{cT(k^2-1)}{2}.$$

Звідси знаходимо значення коефіцієнтів k та $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1-B^2}}$:

$$k = \sqrt{\frac{1+B}{1-B}}. \qquad (20)$$

$$\varGamma = \frac{k^2+1}{2k}. \qquad (21)$$

Тепер можемо перейти до обґрунтування формул (15), (17). Дійсно, спостерігач в СВ K' (по своєму годиннику) приймає сигнали через проміжок часу.

$$\Delta t' = kT.$$

З точки зору спостерігача СВ K, спостерігач в СВ K' приймає другий сигнал через проміжок часу (див. формулу (19)):

$$\Delta t = \frac{T + k^2 T}{2}.$$

Іншими словами, для СВ K цей проміжок дорівнює: $\Delta t = \dfrac{T\left(1+k^2\right)}{2}$.

Тому проміжки часу Δt та $\Delta t'$ зв'язані співвідношенням:

$$\frac{\Delta t}{\Delta t'} = \frac{1+k^2}{2k} = \varGamma.$$

Тобто, ми ще раз визначили зв'язок проміжку часу між двома подіями, що відбулися в деякій СВ в одній і тій же точці простору (а отже цей $\Delta t'$ фіксується одним годинником), з проміжком часу між тими самими подіями, який вимірюється двома годинниками іншої СВ, відносно якої ці дві події відбуваються в двох різних просторових точках:

$$\Delta t' = \Delta t\sqrt{(1-B^2)}. \qquad (22)$$

3.2. Обґрунтування лорентцевого скорочення повздовжніх розмірів рухомих тіл

3.2.1. Обґрунтування за допомогою перетворень Лорентца (ПЛ). Нехай в СВ K' вздовж вісі $O'X'$ знаходиться в спокої стержень, координати початку і кінця якого, відповідно, дорівнюють x_1' та x_2' (рис. 8). Треба знайти довжину цього стержня з точки зору СВ K.

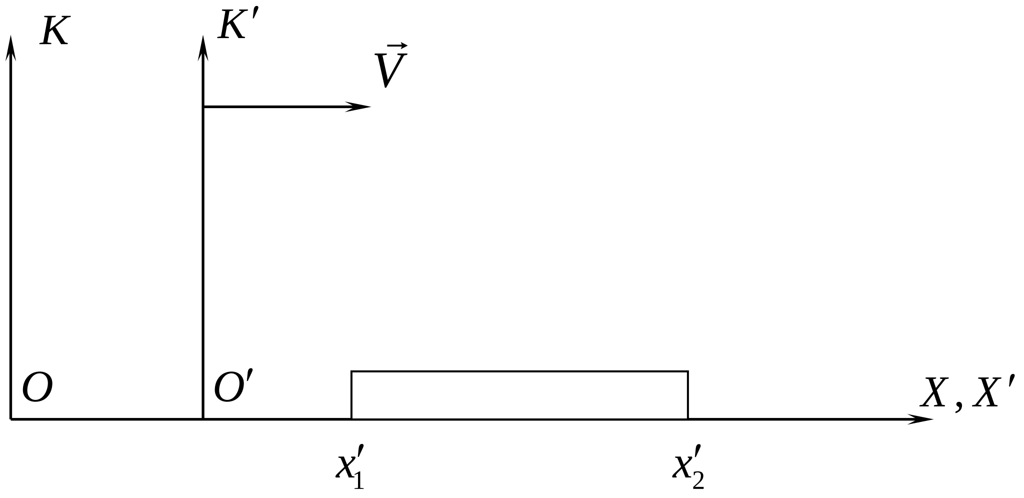

Рис. 8. Обґрунтування лорентцевого скорочення на основі перетворень Лорентца

Використаємо перетворення Лорентца:

$$x_1' = \Gamma(x_1 - Vt_1)\,; \tag{23}$$

$$x_2' = \Gamma(x_2 - Vt_2)\,. \tag{24}$$

Означення: Довжина рухомого стержня в СВ K - це різниця між координатами кінця і початку цього стержня, які вимірюються в один і той же момент часу по годинникам СВ K.

Тобто, щоб знайти довжину стержня в СВ K, необхідно зафіксувати координати його x_1 та x_2 одночасно, $t_1 = t_2$. Із формул (23) та (24) одержуємо:

$$l = x_2 - x_1 = \frac{1}{\Gamma}(\,x_2' - x_1'\,) = l_0\sqrt{(1 - B^2\,)}, \tag{25}$$

де $l_0 = x_2' - x_1'$- власна довжина стержня, довжина його в тій СВ, у якій він знаходиться в спокої. Отже, $l < l_0$.

Це свідчить про відносність лінійних розмірів тіла.

Довжина тіла – це величина відносна, що залежить від системи відліку. Відносність довжини зумовлена тим, що довжина визначається співвідношенням двох об'єктів – стержня та набору лінійок і годинників, з допомогою яких вимірюють довжину. Тому повздовжня довжина тіла, одержана при використанні набору годинників і лінійок однієї СВ настільки ж реальна, як і довжина, що вимірюється набором годинників і лінійок іншої СВ.

$$l = l_0 \sqrt{(1 - B^2\ )}.$$

Це скорочення Лорентца.

3.2.2. Обґрунтування з використанням світлового годинника. Відносність довжин безпосередньо зв'язана з ПСШС в усіх інерційних СВ і з відносністю проміжків часу.

Виміряти довжину відрізка – це означає вказати одночасно координати його початку і кінця. Оскільки дві події, одночасні в одній СВ, неодночасні в іншій, то, мабуть, варто чекати, що довжина відрізка – поняття відносне.

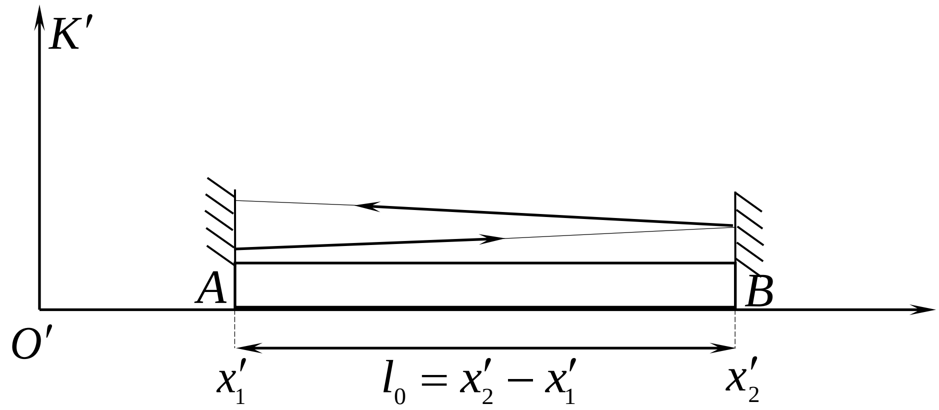

Рис. 9. Власна одиниця часу «світлового годинника» дорівнює $\tau = {2l_0}/{c}$

В мисленому експерименті розглянемо зміну довжини відрізку (лінійки) з допомогою світлових сигналів в двох СВ: з точки зору власного спостерігача (рис. 9) і з точки зору рухомого спостерігача (рис. 10).

Обґрунтуємо формулу лорентцевого скорочення, $l = l_0\sqrt{(1 - B^2)}$, за допомогою «світлового годинника», що розташований горизонтально, див. рис. 9.

Світловий імпульс, випромінений з одного кінця стержня (A), відіб'ється від дзеркала на іншому кінці стержня (B) і повернеться назад через інтервал часу τ, який вимірюється по годиннику СВ K'.

Довжина l_0 стержня в стані спокою зв'язана з часом τ співвідношенням:

$$c\tau = 2l_0. \tag{26}$$

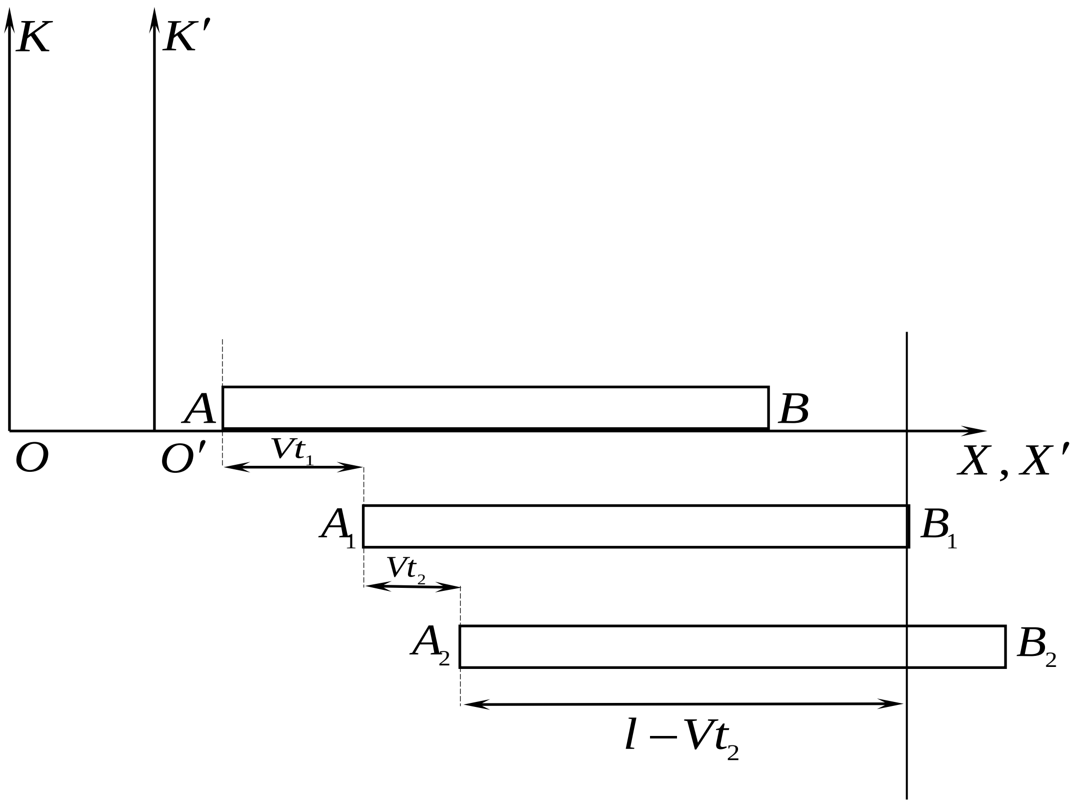

Рис. 10. Положення стержня відносно СВ K в різні моменти часу

Проміжок часу між цими ж подіями, але виміряними годинниками СВ K, позначимо через t. Інтервали часу τ і t зв'язані один з одним формулою (15), (17):

$$t = \frac{\tau}{\sqrt{1-B^2}},$$

де $B = \dfrac{V}{c}$.

Якщо t_1- час руху світлового сигналу від A до B з точки зору СВ K, і t_2 - час руху сигналу в протилежному напрямку, тоді повний час дорівнює:

$$t = t_1 + t_2 . \tag{27}$$

На рис. 10 показані положення стержня відносно СВ K в різні моменти часу: в момент спалаху світла (положення AB стержня), через час t_1 (положення A_1B_1) і через час $t_1 + t_2$ (положення стержня A_2B_2).За час t_1 стержень змістився відносно системи К на відстань Vt_1. Шлях який проходить світловий імпульс при його русі від А до В, з точки зору спостерігача, зв'язаного з системою К, дорівнює $l + Vt_1$(де l - довжина рухомого стержня). Тому можна записати наступне рівняння:

$$l + Vt_1 = ct_1.$$

Звідси:

$$t_1 = \frac{l}{c - V}.$$

При русі світлового імпульсу назад від В до А пройдений ним шлях в СВ К дорівнює $l - Vt_2$, так як за час t_2 точка А зміститься на відстань Vt_2 назустріч світловому імпульсу. Тому:

$$l - Vt_2 = ct_2 .$$

Звідси:

$$t_2 = \frac{l}{c + V}.$$

Повний час руху світлового імпульсу від заднього кінця стержня до переднього його кінця (т. B) по годиннику СВ K дорівнює:

$$t = t_1 + t_2 = \frac{2cl}{c^2 - V^2} = \frac{2l}{c} \frac{1}{1 - \frac{V^2}{c^2}}. \tag{28}$$

Згідно ж з формулами (15) і (17)

$$t = \frac{\tau}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}} = \frac{2l_0}{c}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}}. \qquad (29)$$

Прирівнюючи (28) і (29), ми отримуємо відношення:

$$\frac{l_0}{l} = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}},$$

або:

$$l = l_0\sqrt{1-\frac{V^2}{c^2}}. \qquad (30)$$

3.2.3. Обґрунтування по одночасному спалаху лампочок на кінцях рухомого стержня. Відносність довжин – прямий наслідок відносності одночасності.

Дійсно, нехай в СВ K' вздовж вісі $O'X'$ знаходиться нерухомий стержень. Власна довжина його, очевидно, дорівнює:

$$l_0 = x_2' - x_1' = \Delta x'.$$

Нехай на кінцях стержня знаходяться лампочки і нехай вони одночасно спалахують в СВ K' ($\Delta t' = 0$) (рис. 11).

Ці дві події будемо реєструвати в СВ K.

Тоді знаходимо відстань між точками, в яких відбулися ці дві події з точки зору спостерігача СВ K. Використовуючи перетворення Лорентца, одержуємо:

$$\Delta x = \Gamma(\Delta x' + V\Delta t') = \Gamma\Delta x' = \frac{l_0}{\sqrt{1-B^2}} = l_0 \cdot \Gamma. \qquad (31)$$

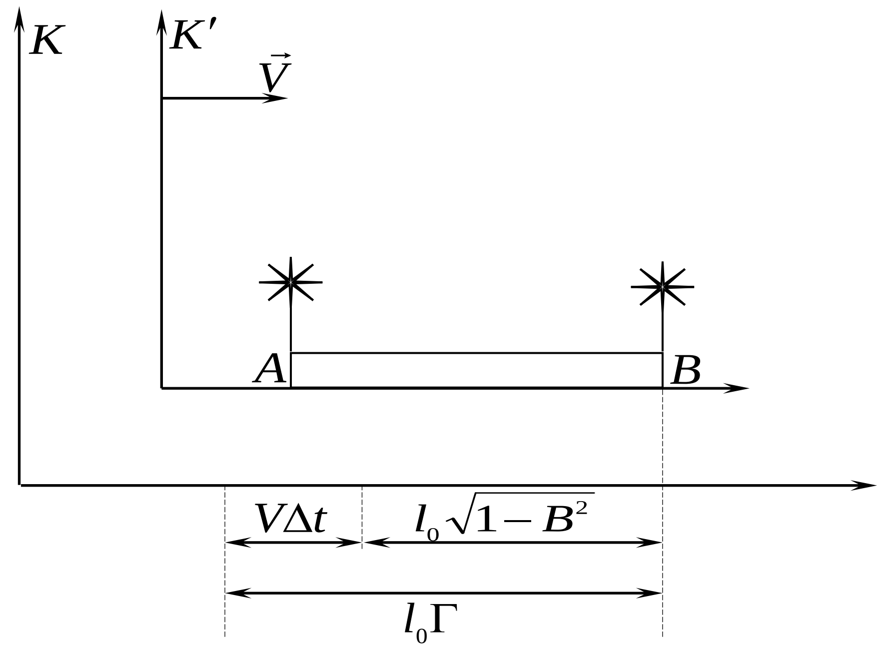

Рис. 11. У СВ K' вздовж вісі $O'X'$ знаходиться нерухомий стержень на кінцях якого знаходиться лампочки і вони одночасно спалахують в СВ K' ($\Delta t' = 0$)

Оскільки при будь-якому значенні швидкості СВ K' (швидкості стержня, V), $\Gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-B^2}} > 1$ то, як бачимо із (31) $\Delta x > l_0$.

Але в формулі (31) Δx це не довжина стержня в СВ K. Щоб знайти довжину стержня в системі відліку K необхідно знайти координати кінців стержня в СВ K в один і той же момент часу за годинниками СВ K. Тобто, необхідно одночасно зафіксувати координати т. A та т. B.

Але одночасні в СВ K' події відбуваються в системі в СВ K з відносним запізненням:

$$\Delta t = \Gamma(\Delta t' + \frac{V}{c^2}\Delta x') = \frac{\Gamma V}{c^2}\Delta x'. \qquad (32)$$

Відтак, $\Delta t = t_2 - t_1 > 0$, де t_1- момент спалаху лампочки в т. A, t_2- момент спалаху лампочки т. B. З точки зору спостерігача в СВ K спочатку спостерігається спалах лампочки в т. A, а потім, через проміжок часу Δt, формула (32), спалахує і лампочка, яка знаходиться в т. B.

І за цей проміжок часу лівий кінець (т. A) стержня в напряму руху пройде відрізок:

$$V\Delta t = \Gamma \frac{V^2}{c^2} l_0. \tag{33}$$

Таким чином, довжина рухомого стержня буде менша ніж Γl_0 на величину $V\Delta t$ (див. рис. 5.). І шукана довжина стержня в СВ K дорівнює:

$$l = \frac{l_0}{\sqrt{1-B^2}} - \Gamma \frac{V^2}{c^2} l_0 = l_0 \sqrt{1-B^2}\ . \tag{34}$$

3.2.4. Обґрунтування по відомій швидкості руху стержня відносно СВ K. Нехай в СВ K знаходиться годинник в т. А. Мимо цього годинника пролітає з швидкістю V стержень. Очевидно, що довжина рухомого стержня дорівнює $l = V\Delta t$, де Δt – час прольоту стержня мимо т. A.

СВ K' зв'яжемо з рухомим стержнем.

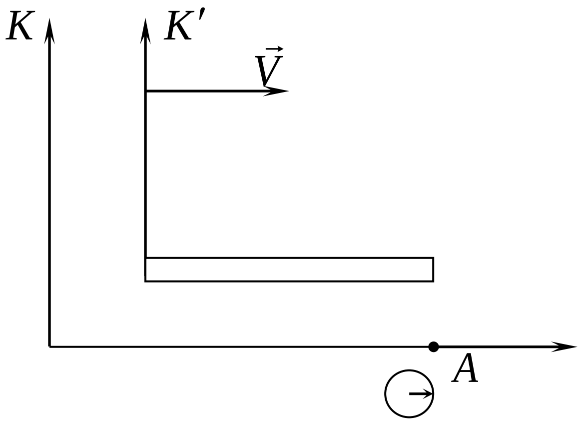

Рис. 12. У СВ K мимо годинника A пролітає з швидкістю V стержень

Власна довжина стержня, очевидно, дорівнює:

$$l_0 = V\Delta t',$$

де $\Delta t'$ *- час прольоту стержня мимо точки* A *за годинником СВ* K'

Але для спостерігача зв'язаного з СВ K' час прольоту буде іншим, ніж час прольоту його мимо т. A по годиннику СВ K, а саме:

$$\Delta t' = \frac{\Delta t}{\sqrt{1-B^2}}. \tag{35}$$

Формула (35) має саме такий вигляд, а не (15) тому, що годинник із СВ K, **який показав Δt рухається відносно СВ K' і його покази порівнюються з показами двох годинників СВ K.**

Тоді, для відношення довжин стержня в СВ K та СВ K' маємо:

$$\frac{l}{l_0} = \frac{V\Delta t}{\Delta t' V} = \sqrt{1-B^2}. \tag{36}$$

Тобто, знову ми одержали формулу Лорентцевого скорочення:

$$l = l_0\sqrt{(1-B^2)}.$$

3.2.5. Обгрунтування методом k-коефіцієнта. Знайдемо довжину рухомого стержня, користуючись методом k– коефіцієнта. Нехай вздовж вісі $O'X'$ знаходиться нерухомий стержень. Власна довжина якого $l_0 = x_2' - x_1'$. На кінцях стержня закріплені напівпрозорі дзеркала (рис. 13).

Як завжди, в початковий момент $t = t' = 0$ початки координат СВ K і K' співпадають.

На рис. 13: t_1 – момент посилки світлового сигналу до дальнього (переднього) кінця стержня;

t_4– момент часу, коли цей сигнал повернувся до СВ K після відбиття від переднього кінця стержня;

t_2 і t_3 – відповідно моменти посилки світлового сигналу до ближнього (заднього) кінця і прийому цього сигналу в точці O після відбиття.

Довжина стержня в СВ K – це різниця координат початку і кінця стержня, $x_2 - x_1$, зафіксованих одночасно в СВ K.

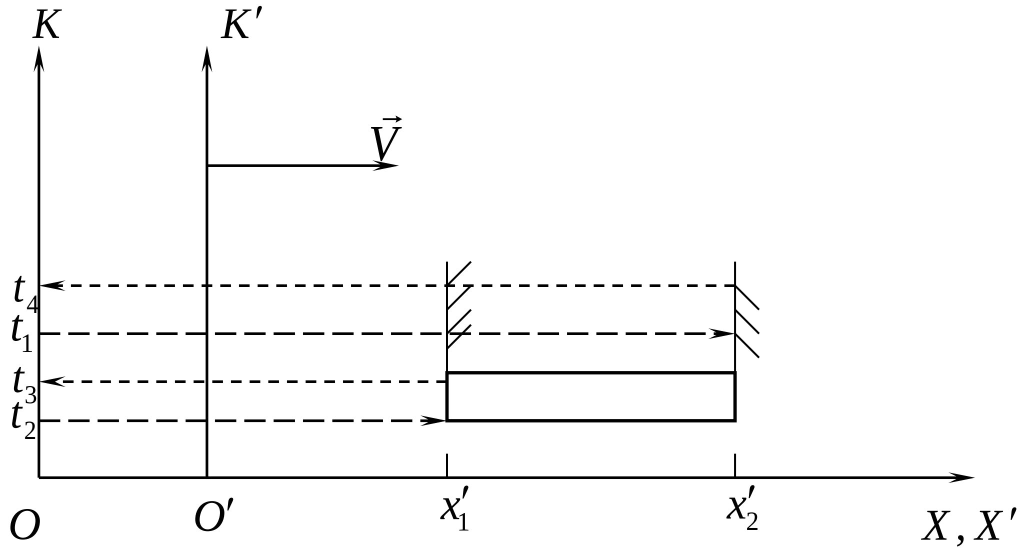

Рис. 13. Обґрунтування формули лорентцевого скорочення $l = l_0\sqrt{(1-B^2)}$ з допомогою методу k – коефіцієнта

Згідно означення (процедура синхронізації), сигнали одночасно відіб'ються від переднього та заднього кінців стержня за умови:

$$\frac{t_2+t_3}{2} = \frac{t_1+t_4}{2}. \tag{37}$$

Тоді координати переднього та заднього кінців стержня, відповідно дорівнюють:

$$x_2 = \frac{t_4 - t_1}{2}\cdot c,$$

$$x_1 = \frac{t_3 - t_2}{2}\cdot c.$$

Звідси одержуємо довжину стержня в СВ K:

$$l = x_2 - x_1 = \frac{c}{2}(t_4 - t_1 - t_3 + t_2). \tag{38}$$

Але в т. x_1' спостерігач в СВ K' приймає перший (випущений в момент t_1 в СВ K) сигнал по своєму годиннику в момент kt_1; в т. x_1' спостерігач в СВ K' приймає цей вже відбитий від т. x_2' сигнал в момент $\frac{t_4}{k}$ (оскільки, сигнал, який в СВ K приймається в момент t_4, повинен бути випущений з т. x_1' по годиннику СВ K' в момент $\frac{t_4}{k}$, (дійсно, згідно методу k– коефіцієнту: $t_4 = k\frac{t_4}{k}$).

Ці пояснення дають змогу записати власну довжину лінійки через момент приходу першого прямого і відбитого сигналу в т. x_1'.

Справді, $(\frac{t_4}{k} - kt_1)$ – час розповсюдження світлового сигналу від т. x_1' до т. x_2' і назад по годиннику СВ K'. Тому власна довжина стержня:

$$\frac{(\frac{t_4}{k} - kt_1)c}{2} = l_0 . \tag{39}$$

З іншого боку, якщо 2-й сигнал був випущений в момент t_2, то відбившись від т. x_1' в СВ K він прийде в момент $t_3 = k^2 t_2 = k \cdot kt_2$

Таким чином, довжина стержня в СВ K, з урахуванням (37) та (38) дорівнює:

$$l = \frac{c}{2}(t_4 - t_1 - t_3 + t_2) = c(t_2 - t_1), \tag{40}$$

а власна довжина його, з урахуванням (37) може бути подана у вигляді:

$$l_0 = \frac{c}{2}(\frac{t_4}{k} - kt_1) = \frac{c}{2}(\frac{t_2 + t_3 - t_1}{k} - kt_1) = \frac{c}{2k}(k^2 + 1)(t_2 - t_1). \tag{41}$$

І нарешті, із (40) та (41) одержуємо:

$$\frac{l}{l_0} = \frac{2k}{k^2 + 1} = \sqrt{1 - B^2} .$$

$$l = l_0\sqrt{(1 - B^2)}.$$

4. Деякі експериментальні підтвердження наслідків теорії відносності.

Явище «сповільнення ходу» рухомого годинника найбільш чітко і прозоро спостерігається при визначенні часу життя нестабільної елементарної частинки, якщо вона рухається з великою швидкістю. Так, у результаті дослідів, проведених згідно рис. 14, був визначений час життя нерухомого мюона μ^+. Цей мюон утворюється згідно схеми розпаду, що зображена на рис. 14.

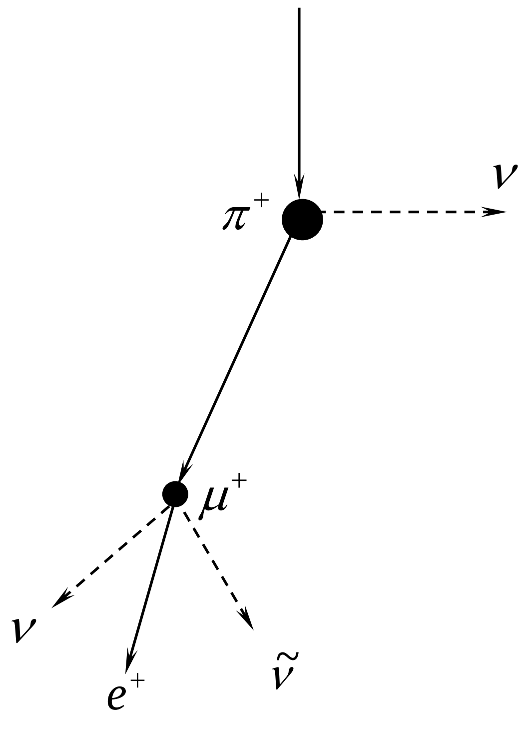

Рис. 14. Утворення мюона та розпад його на позитрон e^+, нейтрино ν та антинейтрино $\tilde{\nu}$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu,\ \mu^+ \to e^+ + \nu + \tilde{\nu}$$

Очевидно, що для визначення часу життя мюона, τ_0, необхідно зафіксувати його зупинку і розпад. Тоді τ_0 буде дорівнювати проміжку часу між цими подіями. На рис. 15 кружечками A, B, C, F позначені детектори, що реагують на наявність мюона. Детектори E реагують на позитрони. Детектори A,B,C підключені по схемі збігів. A,B,C,F - по схемі антизбігів.

Детектори E з'єднані по схемі запізнень, а весь комплекс приладів спрацьовує лише тоді, коли μ^+ проходить через A,B,C, через детектори F не проходить і коли лічильники E спрацьовують через певний проміжок часу. Було знайдено, що власний час життя дорівнює $\tau_0 = 2{,}15 \cdot 10^{-6} сек$.

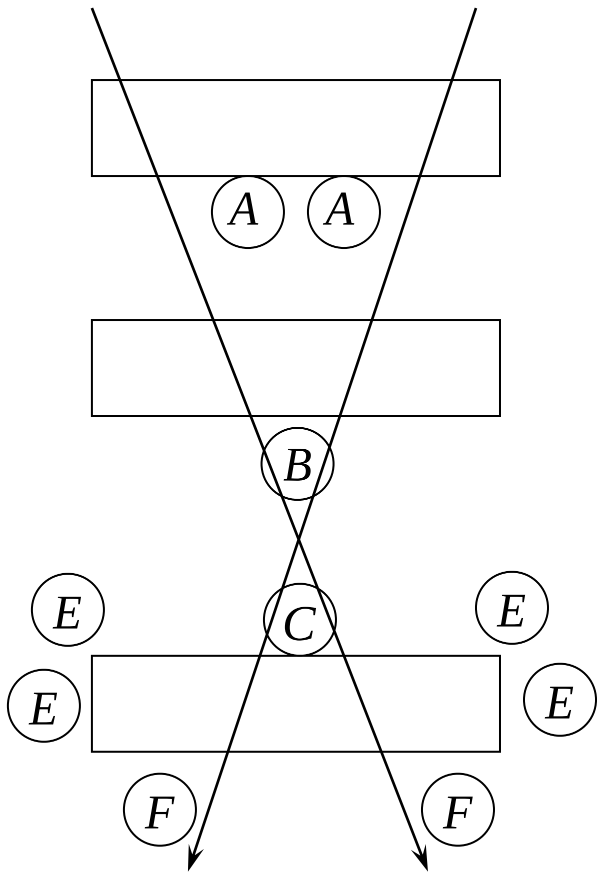

Рис. 15. Схема експериментального визначення часу життя нерухомого мюона

Також експериментально встановлено, що швидкість руху мюонів така, що релятивістський множник $Г = \dfrac{1}{\sqrt{1-B^2}} \approx 10$. Тобто, слід було чекати що шлях, які вони можуть пролетіти до розпаду на позитрони та нейтрино приблизно дорівнює $l \approx V \cdot \tau_0 \approx 2{,}9 \cdot 10^8 \cdot 2{,}15 \cdot 10^{-6} \approx 600 м$. Але, насправді, в атмосфері Землі вони пролітали до розпаду відстань в десять раз більшу. Це означає, що час життя рухомого мюона більший ніж нерухомого і якраз в таке число раз, яке в точності відповідає релятивістській формулі (17):

$$t = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \dfrac{V^2}{c^2}}}.$$

Із перетворень Лорентца можна одержати формули додавання швидкостей за Ейнштейном:

$$\upsilon_x = \frac{\upsilon'_x + V}{1 + \dfrac{V}{c^2} \cdot \upsilon'_x}. \qquad (42)$$

$$\upsilon_y = \frac{\upsilon'_y \cdot \sqrt{1 - B^2}}{1 + \dfrac{V}{c^2} \cdot \upsilon'_x}. \qquad (43)$$

$$\upsilon_z = \frac{\upsilon'_z \cdot \sqrt{1 - B^2}}{1 + \dfrac{V}{c^2} \cdot \upsilon'_x}$$

З допомогою цих формул пояснюється, наприклад, явище аберації світла та результат досліду Фізо [2; 5]. Але можна сказати і так: спостереження аберації світла та вимірювання швидкості світла в рухомій воді повністю підтверджують наслідки, що випливають із теорії відносності.

Так, якщо швидкість світла в нерухомій воді $\upsilon' = \dfrac{c}{n}$ (СВ K' зв'яжемо з водою), швидкість води відносно лабораторії V, тоді швидкість світла відносно лабораторії, згідно формули (42), дорівнює:

$$\upsilon = \frac{\upsilon' + V}{1 + \dfrac{\upsilon' \cdot V}{c^2}} = \frac{\dfrac{c}{n} + V}{1 + \dfrac{c \cdot V}{nc^2}} \approx \left(\frac{c}{n} + V\right) \cdot \left(1 - \frac{V}{cn}\right) = \frac{c}{n}\left[1 + \frac{V}{c}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)n - \frac{V^2}{c^2}\right] \approx \frac{c}{n} + V\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

Якраз такий результат і одержав Фізо в своїх дослідах.

Явище аберації світла полягає в зміні напрямку розповсюдження світла при переході від однієї системи відліку до іншої. Тому при спостереженні в телескоп за далекою зіркою цей телескоп слід повернути на деякий кут φ по відношенню до істинного напрямку на зірку.

Нехай СВ K' зв'язана з далекою зіркою, а СВ K – з Землею. Осі координат зорієнтовані так, як показано на рис. 16. Тоді, в СВ K' буде спостерігатися тільки одна компонента швидкості променя світла, а саме, $\upsilon'_y = c$. А з точки зору СВ K, земним телескопом, буде спостерігатися

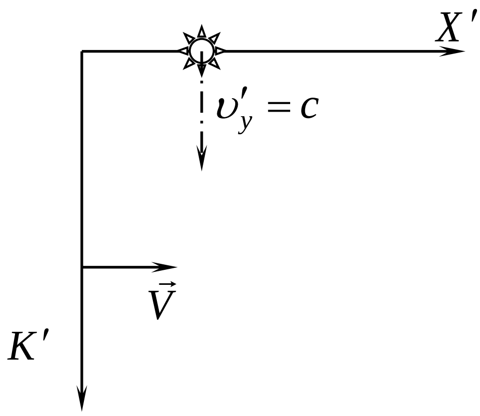

Рис. 16. Напрям розповсюдження променя світла в СВ K', що зв'язана з далекою зіркою

промінь з компонентами швидкості (згідно формул додавання швидкостей (43)):

$$\upsilon_x = V,\ \upsilon_y = c\sqrt{1-B^2}\ .$$

Тобто, щоб на Землі спостерігати в телескоп світло зірки, телескоп слід встановити під кутом $\frac{\pi}{2} - \varphi$ до напрямку руху Землі (рис. 17.). Іншими словами, тангенс кута аберації дорівнює:

$$tg\varphi = \frac{V}{c\sqrt{1-B^2}}\ .$$

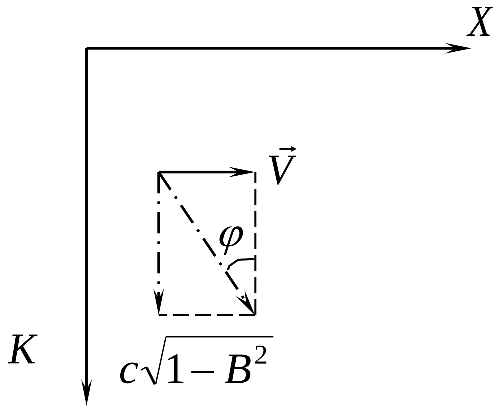

Рис. 17. Напрям розповсюдження променя світла в СВ K, що зв'язана з Землею

Астрономічні вимірювання кута аберації φ дають для $tg\varphi \approx \frac{V}{c}$, де V - це орбітальна швидкість Землі, $V \approx 30\frac{км}{сек}$. Тобто, значення тангенс кута аберації підтверджується експериментальними вимірюваннями.

5. Перспективи використання спеціальної теорії відносності у сучасній фізиці

Коли у 1905 році, у віці 26 років, А. Ейнштейн закінчував роботу над своєю докторською дисертацією, навряд чи він здогадувався, що його принципово новий погляд на матерію, енергію та час дасть поштовх розвитку принципово нового поколінні пристроїв, призначених служити людині.

В XX ст. вже інші вчені та інженери створили багато пристроїв на базі його ідей, таких як уявлення про світло у вигляді потоку частинок – фотонів, властивість цих фотонів мати одну й ту ж швидкість c – максимально можливу у нашому світі, зв'язок матерії й енергії, виражена формулою $E = mc^2$.

У XXI ст.. інженери знайшли нові області для застосування цих ідей, серед яких однією з найбільш вражаючою є можливість створення принципово нових обчислювальних пристроїв.

Єдиним обчислювальним засобом, який Ейнштейн використовував при створенні спеціальної теорії відносності, була його голова. Очевидно, що така біохімічна машина залишає далеко позаду будь-який електронний комп’ютер. Жодний, створений на сьогодні, напівпровідниковий процесор не зрівняється за щільністю запису інформації з людським мозком, в якому на 1 кг живої ваги приходиться мільйон мільярдів комірок, при цьому і енергії затрачується, і тепла виділяється менше ніж у мікропроцесорі Pentium – 4. Виділення тепла та споживання енергії – два фактора, найбільш обмежуючі розвиток напівпровідникових пристроїв на протязі останніх 20 років. Один з реальних виходів – переходити на принципово нові фізичні основи, наприклад, на базі теорії відносності. На перший погляд, це здається повною нісенітницею, бо теорія відносності торкається рухів з великими швидкостями.

В своїй теорії Ейнштейн розвінчав поняття абсолютного часу та абсолютного спокою. Єдиною константою, по ньому, являється швидкість світла у вакуумі. Це положення має неоднозначні наслідки для будь-якого об’єкту, що рухається з великою швидкістю (відносно спостерігача). Довжина об’єкту, наприклад, зменшується, і він, на думку нерухомого спостерігача, повинен затратити більше часу для того, щоб пройти задану відстань. Якщо об’єкт рухається у електростатичному полі, то в його системі відліку з’являється й магнітне поле. Цей, так названий, релятивістський ефект дуже слабкий, однак тільки до тих пір, поки об’єкт не набере швидкість наближену до швидкості світла – 300 тис. км/ с.

Навіть мобільні комп’ютери недостатньо швидкі, а от електрони всередині них – навпаки. Група американських фізиків під керівництвом Девіда Ошелома показала спосіб використання теорії відносності для створення нового типу напівпровідникових пристроїв. Ця робота зараз на початковій стадії. Однак, якщо інженери-фізики зможуть знайти спосіб інтеграції мільйонів релятивістських схем на мініатюрному чіпові, з'являться процесори набагато переважаючі за швидкістю дії існуючі та при цьому вони будуть значно менше споживати енергії та виділяти тепла.

Більш того, дія релятивістських мікросхем буде базуватися не на двійковій, а на більш складній логіці. В принципі , ці нові пристрої зможуть навіть самі реалізовувати оптимальну конфігурацію з'єднань між собою, підстроюючись під конкретне завдання. Уявімо, наприклад, сотовий телефон, який може змінювати свою конфігурацію, щоб підключатися до будь-якої світової мережі, або такий процесор, який простим натисканням кнопки можна перепрограмувати, щоб мати можливість синхронно перекладати з однієї мови на іншу. Такі мікросхеми можуть виготовлятися методами існуючої напівпровідникової мікроелектроніки. Їх особливість – у використанні не нового матеріалу, а теоретичних досягнень сучасної фізики – теорії відносності та квантової механіки [9].

Щоб отримати релятивістський запам'ятовуючий пристрій, Ошелом пропонує сформувати два легко розрізнюваних за складом напівпровідникових шари, один на одному, та внести в один механічні напруги, які викличуть появу в ньому неоднорідного внутрішнього електричного поля. В області більшої напруги цього поля будуть збиратися електрони. Внаслідок релятивістського ефекту в системі відліку, пов'язаної з пролітаючими електронами, з'явиться й магнітне поле. Спіни електронів почнуть приймати участь в процесії. Змінюючи керуючу напругу, можна змінювати швидкість електронів, тим самим змінюючи швидкість процесії. Можна також змінювати структуру механічних напруг в напівпровідниковому монокристалі. Отримувати однакову орієнтацію усіх спінів на вході, а також визначати орієнтацію спінів на виході можна за допомогою лазерного променю.

Ефект поляризації спінів вже зараз спостерігається у напівпровідникових КМОП- структурах: коли електрони влітають в область з механічними напругами, їх спіни орієнтуються в одному напряму. Тепер завдання –

навчитися когерентно повертати їх на потрібний кут, ось тоді й буде забезпечено перехід від двійкової системи числення (бітів: стану “0” чи “ 1”), до множинної (фітів: стан визначається фазою, а саме кутом повороту спина). Наприклад, якщо в нашій схемі спін електрона може набувати чотирьох напрямів (на північ, південь, схід та захід), то отримаємо базу для реалізації четвертинної системи числення (стани “0” ”1” ”2” ”3”). Чим точніше можна буде зафіксувати та зчитати фазу, тим більшою буде інформаційна ємність пристрою.

Одним з актуальних завдань постає також завдання створення спінового транзистора для посилення сигналу, бо він повинен одночасно досягати великої кількості вентилів у мікропроцесорі.

Дослідницька група Р. Коха з Інституту твердотільної електроніки (Німеччина) розробила спінтронний логічний елемент, функцію якого можна змінювати програмними засобами. Так, він може з вентилю “ ТА ” (подвійного по бульовій алгебрі) перестроюватися в елемент “ЧИ”,”НІ-ЧИ” або “НІ-ТА”. Така можливість в принципі обіцяє створення перенастроюваного “на ходу” комп’ютера. Нещодавно Кохом було представлено схему повного сумарного модуля (стандартної логічної схеми) всього на чотирьох спін логічних вентилях, в той час, коли зазвичай він виконується на 16 транзисторах. За оцінками науковців, ця схема при збереженні швидкої дії сучасних напівпровідникових аналогів повинна споживати на 85% менше потужності та займати на 75% менше місця. Поки що релятивістські пристрої дуже далекі від втілення в “залізі”, однак їх перспективи захоплюючі.

Висновки

Отже, в пропонованому методичному виданні з опертям на теоретичний аналіз науково-методичної літератури детально обґрунтовані та пояснені релятивістські кінематичні ефекти.

Проведений критично-конструктивний аналіз і обґрунтування дозволяють з’ясувати логіку та механізм використання принципів СТВ, зрозуміти як вони приводять до формул, що описують релятивістські ефекти теорії. Причому доведено, що використання різних методів і підходів до обґрунтування одного і того ж релятивістського кінематичного ефекту дозволяє отримати однакові результати.

Результати дослідження щодо обґрунтування релятивістських кінематичних ефектів різними способами свідчать про несуперечливість СТВ, об'єктивність результатів, їх відповідність фізичній реальності. Використання різних способів обґрунтування дозволяє пом'якшити існуючу на перший погляд формальність перетворень Лорентца та наслідків цих перетворень, а також більш глибоко зрозуміти фундаментальні положення СТВ, роль процедури синхронізації, постулату сталості швидкості світла та принципу відносності.

Список використаних джерел

1. Коновал О.А. Науково-методичний аналіз методів обґрунтування перетворень Лорентца : навчальний посібник для самостійної роботи студентів / О.А. Коновал. - Кривий Ріг : КПІ ДВНЗ «КНУ», 2014. – 137 с.

2. Коновал О.А. Основи спеціальної теорії відносності : навч.-метод. посіб. для самост. роб. студ. вищ. пед. навч. закл. / Олександр Андрійович Коновал ; КПІ ДВНЗ «КНУ». – Кривий Ріг : Вид. Р. А. Козлов, 2014. – 272 с.

3. Бурак В.І. Методика вивчення спеціальної теорії відносності в середній школі в умовах профільної диференціації навчання [навчальний посібник для самостійної роботи студентів] / В.І. Бурак, О.А. Коновал, Т.І. Туркот ; за ред. проф. О.А. Коновала. – Кривий Ріг : КПІ ДВНЗ «КНУ», 2014. – 160 с

4. Иродов И. Е. Механика. Основные законы / И. Е. Иродов. – [6-е изд.]. – М. : Лаборатория Базовых Знаний, 2002. – 312 с

5. Угаров В. А. Специальная теория относительности / В. А. Угаров. – М. : Наука, 1977. – 384 с.

6. Малинин А. Н. Теория относительности в задачах и упражнениях / А. Н. Малинин. – М. : Просвещение, 1983. – 176 с.

7. Глазунов А. Т. Методика преподавания физики в средней школе : Электродинамика нестационарных явлений. Квантовая физика : [пособ. для учителя] / А. Т. Глазунов, И. И. Нурминский, А. А. Пинский. – М. : Просвещение, 1989. – 272 с.

8. Шутов Б.М. Перетворення Лорентца в спеціальній теорії відносності. Типові помилки абітурієнтів / Б.М. Шутов // Країна знань. – 2003. – №7(11). – С 11-12.

9. Гиббс У. Наследие Альберта Ейнштейна / У Гиббс // Физика, №44/04. – С. 6-11.