Важный случай кооперативной релаксации большого числа двухуровневых атомов при $J \to \infty$, а также учет нестабильности сжатого термостата будут рассмотрены нами отдельно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований правительства РФ, грант № J64100.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Walls D. F.* Squeezed States of Light//Nature. 1983. V. 306. P. 141—146.

2. *Смирнов Д. Ф., Трошин А. С.* Новые явления в квантовой оптике: антигруппировка и субпуассоновская статистика фотонов, сжатые состояния//УФН. 1987. С. 233—271.

3. *Боголюбов Н. Н.* (мл), *Козеровски М., Чан Куанг, Шумовский А. С.* Новые эффекты в квантовой электродинамике//ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 831—863.

4. *Kennedy T. A. B., Walls D. F.* Squeezed Quantum Fluctuations and Macroscopic Quantum Coherence//Phys. Rev. A. 1988. V. 37. P. 152—157.

5. *Gardiner C. W., Collett M. J.* Input and Output in damped Quantum Systems: Quantum Stochastic differential Equations and Master Equation//Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 3761—3774.

6. *Горохов А. В., Михайлов В. В.* Кинетика двухуровневых атомов, взаимодействующих со «сжатым» термостатом//Световое эхо и пути его практических применений: Тез. докл. IV Всесоюз. симп. Куйбышев, 1989. С. 59.

7. *Белавин А. А., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Попов В. С.* Релаксация квантовых систем с эквидистантным спектром//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 264—274.

8. *Dekker H.* Classical and Quantum Mechanics of the Damped Harmonic Oscillator// Phys. Rept. 1981. V. 80. P. 1—112.

9. *Альперин М. М., Клубис Я. Д., Хижняк А. И.* Введение в физику двухуровневых систем. Киев: Наукова Думка, 1987. 224 с.

10. *Горохов А. В.* Методы теории групп в задачах квантовой физики. Ч. III //Куйбышев: Изд-во КуГУ, 1983. 96 с.

УДК 530. 1

С. М. ПОБЕРЕЗКИН

ОБОБЩЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

Принят только первый постулат Эйнштейна об эквивалентности инерциальных систем отсчета. Полученные преобразования имеют самый общий вид, их множество, целый класс. Найдено и одно из решений — вместо второго постулата о постоянстве скорости света взято линейное правило сложения скоростей. Сделана попытка физически осмыслить этот интересный вариант.

1. Математическая часть. Теория относительности, постоянство скорости света и релятивистская скорость

В математической части работы сделана попытка вывести преобразования, подобные преобразованиям Лоренца, основываясь только на одном первом постулате Эйнштейна [1; 2]: законы, по которым изменяются состояния физических систем, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся.

Удается получить преобразования:

$$\begin{cases} x' = \dfrac{x-\alpha_1 vt}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}; \\ t' = \dfrac{t-\alpha_2 x/v}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}; \quad \dfrac{\alpha_1}{\alpha_2} = \dfrac{v^2}{c^2}, \end{cases}$$

где $\alpha_1 = 1 + 0\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$.

Очевидно, что в нулевом приближении ($\alpha_1 = 1$) мы получаем известные преобразования Лоренца. Что такое α_1? Это так называемая поправка к скорости, ибо чтобы преобразования имели смысл, необходимо ввести новое кинематическое соотношение

$$\frac{x}{t} = \alpha_1 v. \qquad (2)$$

Так ли это надуманно? При малых скоростях никакого изменения нет, так как $\alpha_1 \approx 1$ при $v \ll c$. А при больших скоростях, даже если новые преобразования будут иметь пока старый физический смысл, может оказаться, что преобразования (1) вместе с определением скорости (2) упрощают расчеты, ибо при этом «свободным» остается правило сложения скоростей.

Действительно, в качестве второго условия (вместо эйнштейновского, т. е. независимости скорости света от движения источника) можно взять классическое линейное правило сложения скоростей:

$$v'' = v + v'.$$

В этом случае можно показать, что

$$\alpha_1 = \frac{c}{v}\,\mathrm{th}\frac{v}{c},$$

а сами преобразования (1) запишутся так:

$$\begin{cases} x' = \left(x - ct\cdot\mathrm{th}\dfrac{v}{c}\right)\mathrm{ch}\dfrac{v}{c}; \\ t' = \left(t - \dfrac{x}{c}\cdot\mathrm{th}\dfrac{v}{c}\right)\mathrm{ch}\dfrac{v}{c}. \end{cases} \qquad (3)$$

Как мы видим, теперь в преобразования входят гиперболические функции, а экспонента, как никакая другая функция, близка к природе. Легко убедиться, что в первом приближении ($v \ll c$) эти преобразования совпадают с преобразованиями Лоренца.

Во избежание недоразумений скажем, что математическая часть работы не претендует на физическую новизну: это всего лишь новый математический аспект проблемы.

1.1. Вывод обобщенных преобразований Лоренца

Пусть система K' движется относительно «покоящейся» системы K равномерно и прямолинейно со скоростью $\vec{v}\{v, 0, 0\}$, где $\vec{v} = \{v_x, v_y, v_z\}$. Предположим, что имеют место преобразования

$$\begin{cases} x' = (x - \alpha_1 vt)\beta_1; \\ y' = y,\ z' = z; \\ t' = \left(t - \alpha_2\dfrac{x}{c}\right)\beta_2, \end{cases} \qquad (4)$$

где α_1, α_2, β_1, β_2 — функции от v^2/c^2.

Заметим, что вид преобразований (4) является самым общим для линейных преобразований, а функции α_1, α_2, β_1, β_2 введены таким образом только для удобства их нахождения. Действительно, преобразования (4) могут быть легко переписаны в виде

$$\begin{cases} x' = a_1 x + b_1 v t; \\ t' = a_2 \dfrac{x}{v} + b_2 t, \end{cases}$$

где $a_1 = \beta_1$, $a_2 = -\alpha_2\beta_2$, $b_1 = -\alpha_1\beta_1$, $b_2 = \beta_2$.

По принципу относительности система K движется относительно системы K' равномерно и прямолинейно со скоростью $-\vec{v} = \{-v, 0, 0\}$, и имеют силу обратные преобразования

$$\begin{cases} x = (x' + \alpha_1 v t')\,\beta_1; \\ t = \left(t' + \alpha_2 \dfrac{x'}{v}\right)\beta_2. \end{cases} \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4), получаем

$$\begin{cases} x' + \alpha_1 v t' = x(\beta_1 - \alpha_1\alpha_2\beta_2) + \alpha_1 v t(\beta_2 - \beta_1); \\ t' + \alpha_2 \dfrac{x'}{v} = t(\beta_2 - \alpha_1\alpha_2\beta_1) + \alpha_2 \dfrac{x}{v}(\beta_1 - \beta_2). \end{cases}$$

Но, с другой стороны, из (5)

$$\begin{cases} x' + \alpha_1 v t' = \dfrac{x}{\beta_1}; \\ t' + \alpha_2 \dfrac{x'}{v} = \dfrac{t}{\beta_2}. \end{cases}$$

Отсюда следует, что преобразования обратимы, если выполняются соотношения

$$\beta_1 = \beta_2 \equiv \beta; \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha_1\alpha_2}},$$

и обобщенные преобразования Лоренца должны иметь вид

$$\begin{cases} x' = \dfrac{x - \alpha_1 v t}{\sqrt{1 - \alpha_1\alpha_2}}; \\ t' = \dfrac{t - \alpha_2 x/v}{\sqrt{1 - \alpha_1\alpha_2}}. \end{cases} \tag{6}$$

Пусть теперь система K'' движется относительно системы K' равномерно и прямолинейно со скоростью

$$\vec{v}' = \{v'_x, v'_y, v'_z\} = \{v', 0, 0\}.$$

Тогда должны иметь место преобразования типа (6)

$$\begin{cases} x'' = \dfrac{x' - \alpha_1' v' t'}{\sqrt{1 - \alpha_1'\alpha_2'}}; \\ t'' = \dfrac{t' - \alpha_2' x'/v'}{\sqrt{1 - \alpha_1'\alpha_2'}}. \end{cases} \tag{7}$$

Выразим x'', t'' через x, t. Подставляя (6) в (7), находим:

$$\begin{cases} x'' = \dfrac{x - \dfrac{\alpha_1 v + \alpha_1' v'}{1+\alpha_1'\alpha_2 v'/v}\cdot t}{\dfrac{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}\sqrt{1-\alpha_1'\alpha_2'}}{1+\alpha_1'\alpha_2 v'/v}}; \\ t'' = \dfrac{t - \dfrac{\alpha_2/v + \alpha_2'/v'}{1+\alpha_1\alpha_2' v/v'}\, t}{\dfrac{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}\sqrt{1-\alpha_1'\alpha_2'}}{1+\alpha_1\alpha_2' v/v'}}. \end{cases} \tag{8}$$

Но преобразования (6) и (7) должны образовывать группу, т. е. система K'' должна двигаться относительно системы K равномерно и прямолинейно со скоростью $\vec{v}=\{v, 0, 0\}$, и должны выполняться обобщенные преобразования Лоренца

$$\begin{cases} x'' = \dfrac{x - A_1 vt}{\sqrt{1-A_1A_2}}; \\ t'' = \dfrac{t - A_2 x/v}{\sqrt{1-A_1A_2}}. \end{cases} \tag{9}$$

Можно показать, что соотношения (8) и (9) эквивалентны, если выполняются два условия:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\,\frac{\alpha_1'}{\alpha_2'} = \frac{v^2}{v'^2}; \tag{10}$$

$$A_1 v = \frac{\alpha_1 v + \alpha_1' v'}{1+\alpha_1'\alpha_2 v'/v}, \tag{11}$$

где условие (11) есть не что иное, как обобщенная формула сложения скоростей.

Рассмотрим условие (10). Предположим, что преобразования Лоренца

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad t' = \frac{t - xv/c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

дают первое приближение преобразований (6) при $v \ll c$. Отсюда следует, что

$$\alpha_1 = 1 + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right),$$

$$\alpha_2 = \frac{v^2}{c^2} + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right), \quad \beta = 1 + \frac{1}{2}\,\frac{v^2}{c^2} + O\left(\frac{v^2}{c^2}\right). \tag{12}$$

Тогда при $\dfrac{v'}{c} \to 0$ имеем $\alpha'_1 \to 1$, $\alpha'_2 \approx \dfrac{v'^2}{c^2}$, и соотношение (10) принимает вид

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{v^2}{c^2}. \tag{13}$$

Заметим, что если положить $\alpha_1 = 1$, то (6) принимает вид преобразований Лоренца, а формула сложения скоростей (11) переходит в эйнштейновскую:

$$v = \frac{v + v'}{1 + vv'/c^2}.$$

Итак, мы показали, что преобразования (6) и (7) образуют группу, если выполняются соотношения (12), (13) и справедлив закон сложения скоростей (11).

Проверим инвариантность четырехвектора $\{x, y, z, t\}$ для преобразования (6) при выполнении условия (13). Легко показать, что если

$$x^2+y^2+z^2 = c^2t^2,$$

то

$$x'^2+y'^2+z'^2 = c^2t'^2.$$

Таким образом, мы вывели необходимые условия кинематики, основанной лишь на одном первом принципе Эйнштейна.

1.2. Новая кинематика

Рассмотрим физический смысл функции α_1. Заметим, что если в (6) положить $x'=0$, то получим

$$\frac{x}{t} = \alpha_1 v,$$

где $\alpha_1=1+0\ (\frac{v^2}{c^2})$.

Это есть не что иное, как определение релятивистской скорости, а функция α_1 играет роль релятивистской поправки. В дальнейшем будем считать, что релятивистская скорость связана с классической скоростью v соотношением

$$\frac{dx}{dt} = \alpha_1 v.$$

Покажем, что новое кинематическое соотношение инвариантно относительно обобщенных преобразований Лоренца (6). Пусть в «покоящейся» системе K справедливо равенство

$$\frac{dx}{dt} = \alpha_U U, \tag{14}$$

где $\alpha_U=1+0(\frac{U^2}{c^2})$.

Но тогда в движущейся системе K' должно выполняться соотношение

$$\frac{dx'}{dt'} = \alpha'_U U', \tag{15}$$

где $\alpha_U' = 1+0(\frac{U'^2}{c^2})$ и имеет тот же вид, что и α_U.

Применим обобщенные преобразования Лоренца к уравнению (15) в движущейся системе K':

$$\frac{dx'}{dt'} = \frac{\dot{x}-\alpha_1 v}{1-\alpha_2\dot{x}/v}, \tag{16}$$

где введено обозначение $\dot{x} = \frac{dt}{dx}$. Приравнивая выражения (15) и (16), получаем

$$\dot{x}-\alpha_1 v=\alpha'_U U'\,(1-\alpha_2\,\frac{\dot{x}}{v}),$$

откуда

$$\dot{x} = \frac{\alpha_1 v + \alpha_U' U'}{1 + \alpha_U'\alpha_2 U'/v}. \tag{17}$$

Сравнивая (17) и (14), получаем не что иное, как закон сложения скоростей (11) в виде

$$\alpha_U U = \frac{\alpha_1 v + \alpha_U' U'}{1 + \alpha_U' \alpha_2 U'/v}.$$

Заметим, что при малых скоростях U, U', $v \ll c$ имеем $\alpha_U = \alpha'_U = \alpha_1 = 1$, и выполняется классическое кинематическое соотношение

$$U = \frac{dx}{dt} = U' + v = \frac{dx'}{dt'} + v.$$

Таким образом, мы показали, что новая кинематика удовлетворяет принципу относительности и выражение $\alpha_1 v$ имеет смысл релятивистской скорости.

1.3. Инвариантность уравнений Максвелла относительно обобщенных преобразований Лоренца

Рассмотрим уравнения Максвелла

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{E} = \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}; \\ \nabla \times \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0; \\ c^2 (\nabla \times \vec{B}) = \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \dfrac{\vec{j}}{\varepsilon_0}, \end{cases} \tag{18}$$

где $\vec{E}\{X, Y, Z\}$ — вектор напряженности электрического поля; $\vec{B}\{L, M, N\}$ — вектор магнитного поля; ρ — плотность электрического заряда; $\vec{j}$ — плотность электрического тока, причем

$$\vec{j} = \rho \vec{v} = \rho \{U_x, U_y, U_z\}.$$

Запишем уравнения Максвелла (18) в проекциях:

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = \frac{\rho}{\varepsilon_0};$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial Y}{\partial z} - \dfrac{\partial Z}{\partial y} = \dfrac{\partial L}{\partial t}; \\ \dfrac{\partial Z}{\partial x} - \dfrac{\partial X}{\partial z} = \dfrac{\partial M}{\partial t}; \\ \dfrac{\partial X}{\partial y} - \dfrac{\partial Y}{\partial y} = \dfrac{\partial N}{\partial t}; \end{cases} \tag{19}$$

$$\frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0;$$

$$\begin{cases} c^2 \left(\dfrac{\partial N}{\partial y} - \dfrac{\partial M}{\partial z} \right) = \dfrac{\partial X}{\partial t} + U_x \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}; \\ c^2 \left(\dfrac{\partial L}{\partial z} - \dfrac{\partial N}{\partial x} \right) = \dfrac{\partial Y}{\partial t} + U_y \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}; \\ c^2 \left(\dfrac{\partial M}{\partial x} - \dfrac{\partial L}{\partial y} \right) = \dfrac{\partial Z}{\partial t} + U_z \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}. \end{cases}$$

Применим к уравнениям (19) обобщенные преобразования Лоренца:

$$\begin{cases} x' = (x-\alpha_1 vt)\beta; \\ y' = y,\ z' = z; \\ t' = (t-\alpha_2 x/v)\beta, \end{cases} \tag{20}$$

где между функциями α_1, α_2, β существуют соотношения

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{v^2}{c^2}\,; \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}.$$

Перейдем в уравнениях (19) к новым координатам x', y', z', t', используя то, что

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial x} = \beta\dfrac{\partial}{\partial x'} - \dfrac{\alpha_2}{v}\beta\dfrac{\partial}{\partial t'}; \\ \dfrac{\partial}{\partial t} = \beta\dfrac{\partial}{\partial t'} - \alpha_1 v\beta\dfrac{\partial}{\partial x'}, \end{cases}$$

и получим уравнения Максвелла в движущейся системе K':

$$\frac{\partial X'}{\partial x'} + \frac{\partial Y'}{\partial y'} + \frac{\partial Z'}{\partial z'} = \frac{\rho'}{\varepsilon_0}\,;$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial Y'}{\partial z'} - \dfrac{\partial Z'}{\partial y'} = \dfrac{\partial L'}{\partial t'}; \\ \dfrac{\partial Z'}{\partial x'} - \dfrac{\partial X'}{\partial z'} = \dfrac{\partial M'}{\partial t'}; \\ \dfrac{\partial X'}{\partial y'} - \dfrac{\partial Y'}{\partial x'} = \dfrac{\partial N'}{\partial t'}\,; \end{cases} \tag{21}$$

$$\frac{\partial L'}{\partial x'} + \frac{\partial M'}{\partial y'} + \frac{\partial N'}{\partial z'} = 0;$$

$$\begin{cases} c^2\left(\dfrac{\partial N'}{\partial y'} - \dfrac{\partial M'}{\partial z'}\right) = \dfrac{\partial X'}{\partial t'} + U'_x\dfrac{\rho'}{\varepsilon_0}; \\ c^2\left(\dfrac{\partial L'}{\partial z'} - \dfrac{\partial N'}{\partial x'}\right) = \dfrac{\partial Y'}{\partial t'} + U'_y\dfrac{\rho'}{\varepsilon_0}; \\ c^2\left(\dfrac{\partial M'}{\partial x'} - \dfrac{\partial L'}{\partial y'}\right) = \dfrac{\partial Z'}{\partial t'} + U'_z\dfrac{y}{z}, \end{cases}$$

где электрическое и магнитное поля в движущейся системе K' заданы соотношениями

$$\begin{cases} X' = X; \\ Y' = \beta(Y-\alpha_1 vN); \\ Z' = \beta(Z+\alpha_1 vM); \end{cases} \qquad \begin{cases} L' = L; \\ M' = \beta\left(M + \dfrac{\alpha_1 v}{c^2}Z\right); \\ N' = \beta\left(N - \dfrac{\alpha_1 v}{c^2}Y\right), \end{cases} \tag{22}$$

а плотность электрического заряда и плотность электрического тока таковы:

$$\rho' = \beta\left(1 - \frac{U_x\alpha_2}{v}\right)\rho; \quad U'_x = \frac{U_x-\alpha_1 v}{1-U_x\alpha_2 v}\,; \tag{23}$$

$$U'_y = \frac{U_y}{\beta(1-U_x\alpha_2/v)}\,; \quad U'_z = \frac{U_z}{\beta(1-U_x\alpha_2/v)}.$$

Сравним формулы (23) с законом сложения скоростей (11). Мы видим, что он выполняется приближенно. Вместо

$$A_1\bar{V} = \frac{\alpha_1 v + \alpha_1' v'}{1+\alpha_1'\alpha_2 v'/v},$$

мы имеем

$$\bar{V} = \frac{v' + \alpha_1 v}{1+\alpha_2 v'/v}.$$

Этого и следовало ожидать, так как при $v' \ll c$ имеем $\alpha'_1 \approx 1$. Иными словами, в уравнениях Максвелла стоит нерелятивистская скорость. Чтобы получить точный закон сложения скоростей, надо положить

$$\vec{j} = \rho\{\alpha_x U_x, \ \alpha_y U_y, \ \alpha_z U_z\}$$

в соответствии с формулами новой кинематики. Легко проверить, что при таком изменении мы получаем вместо формул (23) следующие соотношения:

$$\rho' = \beta\left(1-\alpha_x U_x \frac{\alpha_2}{v}\right)\rho; \quad \alpha'_x U'_x = \frac{\alpha_x U_x - \alpha_1 v}{1-\alpha_x U_x \alpha_2/v};$$

$$\alpha'_y U'_y = \frac{\alpha_y U_y}{\beta(1-\alpha_x U_x \alpha_2/v)}; \quad \alpha'_z U'_z = \frac{\alpha_z U_z}{\beta(1-\alpha_x U_x \alpha_2/v)}.$$

Теперь уравнения Максвелла (21) выполняются для любых скоростей зарядов без ограничения, а формулы сложения скоростей имеют точно вид (11).

1.4. Интерпретация формулы Допплера

Рассмотрим эффект Допплера. Пусть $\cos(\omega t - kx)$ — вид волны для неподвижного наблюдателя в системе K. Так как волна представляет собой релятивистский инвариант, то в движущейся системе отсчета K' имеем

$$\cos(\omega' t' - k' x') = \cos\left[\omega\left(t' + \frac{x'}{x}\alpha_2\right)\beta - k(x' + \alpha_1 v t')\beta\right],$$

где частоты и волновые числа связаны следующими соотношениями:

$$\begin{cases} \omega' = (\omega - k\alpha_1 v)\beta; \\ k' = \left(k - \frac{\alpha_2}{v}\omega\right)\beta. \end{cases} \tag{24}$$

Принимая во внимание, что для света $k = \frac{\omega}{c}$, получаем из (24)

$$\omega' = \omega\left(1 - \frac{\alpha_1 v}{c}\right)\beta.$$

Учитывая, что

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\alpha_1 v}{c}\right)^2}},$$

имеем

$$\omega' = \omega\sqrt{\frac{1-\alpha_1 v/c}{1+\alpha_1 v/c}}. \tag{25}$$

Таким образом, пользуясь эффектом Допплера, мы определяем не классическую скорость v, а релятивистскую скорость

$$\frac{dx}{dt}=\alpha_i v, \quad \text{где } \alpha_1=1+0\frac{v^2}{c^2},$$

которая является ее нулевым приближением.

1.5. Динамика слабоускоренного электрона

Следуя Эйнштейну [3], предполагаем, что в начальный момент времени электрон покоится в системе K', движущейся относительно системы K равномерно и прямолинейно со скоростью v. Тогда в K' его движение будет описываться уравнениями

$$\left\{\begin{aligned} &m_0\frac{d^2x'}{dt'^2}=e\bar{X}';\\ &m_0\frac{d^2y'}{dt'^2}=e\bar{Y}';\\ &m_0\frac{d^2z'}{dt'^2}=eZ',\end{aligned}\right. \tag{26}$$

где m_0 — масса покоя электрона, e — его заряд, а выражения для напряженности электрического поля $\{X', Y', Z'\}$ даются выражениями (22).

Найдем уравнения движения электрона в «покоящейся» системе K, пользуясь обобщенными преобразованиями Лоренца (6). Вводя обозначения $\frac{dx}{dt}=\dot{x}$, $\frac{dy}{dt}=\dot{y}$, $\frac{dz}{dt}=\dot{z}$, получаем из (23) следующие формулы:

$$\frac{dx'}{dt'}=\frac{\dot{x}-\alpha_1 v}{1-\frac{\alpha_1}{v}\dot{x}}; \quad \frac{dy'}{dt'}=\frac{\dot{y}}{\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)}; \quad \frac{dz'}{dt'}=\frac{\dot{z}}{\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)};$$

$$\frac{d^2x'}{dt'^2}=\frac{\frac{d}{dt}\left(\frac{dx'}{dt'}\right)}{\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)}=\frac{\ddot{x}\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)+(\dot{x}-\alpha_1 v)\frac{\alpha_2}{v}\ddot{x}}{\beta^3\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)^3};$$

$$\frac{d^2y'}{dt'^2}=\frac{\frac{d}{dt}\left(\frac{dy'}{dt'}\right)}{\ddot{y}\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)}=\frac{\ddot{y}\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)+\dot{y}\beta\frac{\alpha_2}{v}\ddot{x}}{\beta^3\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)^3};$$

$$\frac{d^2z'}{dt'^2}=\frac{\frac{d}{dt}\left(\frac{dz'}{dt'}\right)}{\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)}=\frac{\ddot{z}\beta\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)+\dot{z}\beta\frac{\alpha_2}{v}\ddot{x}}{\beta^3\left(1-\frac{\alpha_2}{v}\dot{x}\right)^3}.$$

Примем во внимание что $\dot{x}=\alpha_1 v$, $\dot{y}=0$, $\dot{z}=0$, т. е. система K' движется относительно системы K равномерно и прямолинейно. Тогда получим:

$$\frac{d^2x'}{dt'^2}=\frac{\ddot{x}(1-\alpha_1\alpha_2)}{\beta(1-\alpha_1\alpha_2)^3}=\beta^3\ddot{x};$$

$$\frac{d^2y'}{dt'^2}=\frac{\ddot{y}\beta(1-\alpha_1\alpha_2)}{\beta^3(1-\alpha_1\alpha_2)^3}=\beta^2\ddot{y};$$

$$\frac{d^2z'}{dt'^2}=\frac{\ddot{z}\beta(1-\alpha_1\alpha_2)}{\beta^3(1-\alpha_1\alpha_2)^3}=\beta^2\ddot{z}.$$

Таким образом, система (26) примет вид

$$\begin{cases} m_0\beta^3\ddot{x}=e\bar{X}; \\ m_0\beta^2\ddot{y}=e\beta\,(\bar{Y}-\alpha_1 v\mathrm{N}); \\ m_0\beta^2\ddot{z}=e\beta(Z+\alpha_1 v\mathrm{M}). \end{cases} \tag{27}$$

Заметим, что здесь $\ddot{x}=\frac{d}{dt}(\alpha_1 v)$, и, следуя [1], определим кинетическую энергию электрона:

$$\mathrm{E}_k=\int e\bar{X}dx=m_0\int\beta^3\ddot{x}dx=m_0\int\beta^3\frac{d}{dt}\dot{x}\cdot\dot{x}dt=m_0\int_0^{\alpha_1 v}\beta^3\dot{x}d\dot{x}=m_0\times$$

$$\times\int_0^{\alpha_1 v}\frac{\alpha_1 v d(\alpha_1 v)}{\left[1-\left(\frac{\alpha_1 v}{c}\right)^2\right]^{3/2}}=m_0c^2\left\{\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\alpha_1 v}{c}\right)^2}}-1\right\}.$$

Полученное выражение кинетической энергии

$$\mathrm{E}_k=m_0c^2(\beta-1) \tag{28}$$

совпадает с соответствующей формулой Эйнштейна с тем отличием, что здесь $\beta=\frac{1}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}$. Если интересоваться полной энергией движущейся материальной точки, то

$$\mathrm{E}=\mathrm{E}_k+\mathrm{const}. \tag{29}$$

Следуя Эйнштейну [3], сделаем упрощающее предположение, что энергия покоя $\mathrm{E}_0=m_0c^2$. Как замечает Эйнштейн, это предположение является выражением принципа эквивалентности массы и энергии. Тогда находим из (28) и (29), что

$$\mathrm{E}=m_0\beta c^2, \tag{30}$$

т. е. масса движущейся материальной точки

$$m=m_0\beta,$$

где

$$\beta=1+\frac{1}{2}\,\frac{v^2}{c^2}+0\left(\frac{v^2}{c^2}\right),$$

что в первом приближении совпадает с результатом Эйнштейна.

1.6. *Выводы и предположения*

Итак, мы получили обобщенные преобразования Лоренца и показали, что они удовлетворяют основным положениям современной физики. Эти преобразования имеют вид

$$\begin{cases} x'=\frac{x-\alpha_1 vt}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}; \\ t'=\frac{t-\alpha_2\frac{x}{v}}{\sqrt{1-\alpha_1\alpha_2}}, \quad \frac{\alpha_2}{\alpha_1}=\frac{v^2}{c^2}. \end{cases}$$

Было показано, что если ввести определение релятивистской скорости

$$\frac{dx}{dt} = \alpha_1 v,$$

где $\alpha_1 = 1 + 0\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$,

то эти преобразования имеют физический смысл. Попробуем однозначно определить функцию α_1, исходя из предположения, что скорости v и v', которые мы понимаем в галилеевском смысле, складываются по классическому закону, т. е.

$$\bar{V} = v + v', \tag{31}$$

где v — скорость движения системы K' относительно системы K; v' — скорость движения системы K'' относительно системы K'; V — скорость движения системы K'' относительно системы K.

Для нахождения α_1, используя (13), перепишем формулу сложения скоростей (11) в виде

$$A_1\bar{V} = \frac{\alpha_1 v + \alpha_1' v'}{1 + \alpha_1 v \alpha_1' v'/c^2}. \tag{32}$$

Таким образом, видно, что релятивистские скорости складываются по эйнштейновской формуле, и можно показать, что равенство (31) выполняется в том случае, когда

$$\alpha_1 = \frac{c}{v}\,\mathrm{th}\,\frac{v}{c}, \tag{33}$$

так как при этом из закона сложения релятивистских скоростей мы имеем

$$\mathrm{th}\,\frac{v}{c} = \frac{\mathrm{th}\,\frac{v}{c} + \mathrm{th}\,\frac{v'}{c}}{1 + \mathrm{th}\,\frac{v}{c}\,\mathrm{th}\,\frac{v'}{c}} = \mathrm{th}\left(\frac{v}{c} + \frac{v'}{c}\right),$$

т. е. $V = v + v'$.

Заметим, что при $v \ll c$ в первом приближении $\mathrm{th}\,\frac{v}{c} \approx \frac{v}{c}$, и мы получаем формулу Эйнштейна

$$\bar{V} = \frac{v + v'}{1 + vv'/c^2}.$$

Таким образом, новое кинематическое соотношение (2) будет иметь вид

$$\frac{dx}{dt} = c\cdot\mathrm{th}\,\frac{v}{c}.$$

Найдем вид обобщенных преобразований Лоренца при $\alpha_1 = \frac{c}{v}\,\mathrm{th}\,\frac{v}{c}$. Используя соотношения между функциями α_1, α_2, β, находим что

$$\alpha_2 = \frac{v}{c}\,\mathrm{th}\,\frac{v}{c};\ \beta = \mathrm{ch}\,\frac{v}{c},$$

и обобщенные преобразования Лоренца (20) приобретают следующую форму:

$$\begin{cases} x' = (x - ct\cdot\text{th}\,\frac{v}{c})\,\text{ch}\,\frac{v}{c}; \\ y' = y,\ z' = z; \\ t' = (t - \frac{x}{c}\,\text{th}\,\frac{v}{c})\,\text{ch}\,\frac{v}{c}. \end{cases}$$

Заметим, что эти преобразования по виду напоминают формулы, приведенные в [4].

Легко показать, что формула Допплера (25) в этом случае принимает вид

$$\omega' = \omega e^{-\frac{v}{c}}$$

и в первом приближении при $v \ll c$ совпадает с классической формулой Допплера

$$\omega' = \omega \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Формула (30) для энергии

$$\text{E} = m_0 c^2 \text{ch}\,\frac{v}{c}$$

в первом приближении совпадает с формулой Эйнштейна

$$\text{E} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Подчеркнем следующее: и формула Допплера, и формула энергии могут быть получены не только как в пп. 1.4, 1.5, но и «непосредственно», формально. Для «непосредственного» вывода этих формул нужно в обычных формулах теории относительности ввести вместо скорости v релятивистскую скорость $\alpha_1 v = c\cdot\text{th}\,\frac{v}{c}$.

В заключение выпишем новое уравнение динамики, используя релятивистскую массу

$$m = m_0 \text{ch}\,\frac{v}{c}$$

и релятивистскую скорость

$$\frac{dx}{dt} = c\cdot\text{th}\,\frac{v}{c}.$$

Оно будет иметь вид

$$\frac{d}{dt}(m\,\frac{dx}{dt}) = \frac{d}{dt}(m_0 \text{ch}\,\frac{v}{c}\cdot c\cdot\text{th}\,\frac{v}{c}) = F,$$

Очевидно, что это соотношение может быть переписано в форме

$$m_0 c\,\frac{d}{dt}\,\text{sh}\,\frac{v}{c} = m_0 \text{ch}\,\frac{v}{c}\,\frac{dv}{dt} = F,$$

где m_0 — масса покоя; v — классическая скорость; c — скорость света в околоземном пространстве, которая является универсальной константой $c = 300\,000$ км/с; F — сила. Таким образом, релятивистский закон динамики имеет форму

$$m\,\frac{dv}{dt} = F.$$

То, что в данном случае во все полученные соотношения входят только экспоненциальные функции, говорит в пользу этого частного случая обобщенных преобразований Лоренца, так как известно, что экспонента хорошо отражает многие явления природы.

Решение (13) уравнения (32) с условием (31) найдено подбором. Единственность решения не доказана. Возможно, существуют другие функции α_1 кроме $\alpha_1 = \frac{c}{v} \operatorname{th} \frac{v}{c}$, удовлетворяющие условиям (31), (32). Класс искомых функций $f\left(\frac{v}{c}\right) = \alpha_1 \cdot \frac{v}{c}$, где $\alpha_1 = 1 + 0\left(\frac{v^2}{c^2}\right)$, задается следующим уравнением:

$$\frac{f(x) + f(y)}{1 + f(x) f(y)} = f(x+y).$$

2. Физическая часть. Обобщенные преобразования Лоренца и их следствия (в качестве гипотезы)

2.1. Противоречия теории относительности

Автор не собирается выдвигать новую теорию, претендующую на абсолютность или даже хотя бы на безусловную верность. Хочется немного пофантазировать, а вернее, выдвинуть гипотезу. Тайны природы бесконечны, и если выдвинутая гипотеза хоть немного продвинет нас в постижении истины, которая так же бесконечна, как природа, цель автора будет достигнута. Думается, хуже утаить гипотезу, чем выдвинуть ее, даже если она неверна или несовершенна. Без сомнения, более не правы те, кто верит в абсолютность и непогрешимость науки, чем те, кто пытается подвергнуть сомнению научные истины. Иначе не было бы самой науки, а была бы закостенелая догма. Разумеется, практика — критерий истины, но для проверки данной гипотезы должно пройти слишком много времени. Да и так ли это важно, как назвать эту гипотезу — новой теорией, новым шагом или продолжением старого, давно известного? Главное — не застывать в постижении тайн природы, пытаться сделать что-то новое, а судья здесь может быть только один — практика и время.

Выводы кинематики Эйнштейна, история возникновения которой хорошо известна, таковы: в движущейся системе отсчета длина уменьшается, а время замедляется (по отношению к «покоящейся» системе).

Здесь сразу бросается в глаза противоречие: если вторая система движется относительно первой, то длины во второй системе короче, а времена длиннее. А если движется первая система относительно второй, то все наоборот. Но ведь, как утверждает принцип относительности, системы равноправны, и если вторая система движется относительно первой со скоростью v, то тем самым первая система движется относительно второй со скоростью $-v$. Какая же из них «покоящаяся»? Ни одного разумного довода в защиту теории относительности против этого парадокса не приведено.

Что же следует пересмотреть: механику или электродинамику? А может быть не нужно ничего пересматривать и все оставить как есть? Не будем подвергать сомнению уравнения Максвелла, сам принцип относительности, а посомневаемся только во втором постулате: постоянстве скорости света. Ведь опыты по измерению этой скорости велись только на Земле, или, вернее, с Земли, и нет никаких неопровержимых доказательств, что скорость света действительно постоянна.

Специальная теория относительности Эйнштейна справедлива только при однородных гравитационных полях, ибо оказалось, что в неоднородном поле тяжести скорость света изменяется. Оказалось также, что скорость хода часов, т. е. время, также зависит от гравитационного потенциала (на первом этаже здания и на верхнем его этаже часы идут неодинаково). Итак, с одной стороны, место действия теории относительности — космическое пространство с однородной гравитацией, а с другой стороны, именно изменение гравитации является причиной замедления времени. Это противоречие в специальной теории относительности также не разрешено, ибо довод, что это есть следствие свойств пространства-времени, неубедителен.

Действительно, в первом приближении теория относительности подтверждается. Так давайте попробуем создать теорию, также подтверждающуюся практикой, но свободную от противоречивых выводов и сомнительного второго постулата. Потребуем от новой теории, чтобы для нее также выполнялся принцип соответствия Бора, выдвинутый им в 1923 г., что всякая новая теория в физике должна сводиться к хорошо установленной соответствующей классической теории. Итак, новая теория в нулевом приближении должна давать преобразования Галилея, а в первом приближении — преобразования Лоренца, формулы теории относительности Эйнштейна.

2.2. Предпосылки новой теории

На каких основах будет строиться новая теория? Первый постулат Эйнштейна примем безоговорочно: принцип относительности остается в силе. Скорость света измерена вблизи Земли, и нет никаких гарантий, что она останется постоянной, когда изменится расстояние от Солнца до точки измерения этой скорости.

Заметим, что Эмпедокл считал скорость света конечной величиной. Аристотель, который жил на сто лет позже, считал, что скорость света бесконечна. Предположим, что скорость света зависит от гравитации: она мала у поверхности Солнца и увеличивается до огромных значений в космическом пространстве вне солнечной системы (гораздо выше 300 000 км/с). В пользу этого можно привести следующие соображения. Явление преломления света: при переходе в оптически менее плотную среду скорость света возрастает. А чем гравитационное поле с убывающей гравитацией $(\sim \frac{1}{R^2})$ не аналогия оптической среды с непрерывно убывающей плотностью? Гравитационное поле — вот эфир, о котором говорили ученые прошлого. Именно от эфира, а правильнее сказать гравитации, зависит скорость света.

Теперь становится понятным искажение таких характеристик, как скорость и время. Ведь мы получаем информацию о них с помощью световых (электромагнитных) волн. А скорость света, как мы предположили, непостоянна.

Итак, скорость и время изменяются. Скорость в космическом пространстве будет выше, чем та же самая скорость, измеренная с помощью электромагнитных волн на Земле. Время также непостоянно: время в космосе будет течь медленнее, чем это же время, измеренное на Земле. А расстояния — «абсолютны», ибо данные о них можно получить с помощью геометрической оптики, которая не изменяется в случае изменения величины (не направления распространения, а величины) скорости света. Более того, расстояние AB будет «абсолютно» потому, что положение точек А и В фиксировано в пространстве. Да и разве отличается дистанция для бегуна от дистанции, которую ему отмерили зрители? Заметим только, что расстояния, измеренные с помощью формул для электромагнитных волн с непостоянной скоростью распространения, будут «неабсолютны».

Итак, в каждой из инерциальных систем будем различать по две скорости, которые введем следующим образом.

Определение 1. Вдали от солнечной системы и других звезд, где нет гравитационных масс, справедливы преобразования Галилея. Таким образом, $v=\frac{x}{t}$, где v — истинная, классичская скорость, а t — истинное, классическое время. Закон сложения скоростей таков:

$$v''=v+v'.$$

Определение 2. На Земле, где скорость света $c=300\,000$ км/с, применима специальная теория относительности Эйнштейна. Полученные значения скоростей таковы: $\tilde{v}=\frac{x}{\tilde{t}}$, где $\tilde{v}$—кажущаяся, измеряемая, релятивистская скорость, а $\tilde{t}$ — кажущееся, измеряемое, релятивистское время. Заметим, что релятивистские скорости должны складываться по формуле Эйнштейна:

$$\tilde{v}''=\frac{\tilde{v}+\tilde{v}'}{1+\tilde{v}\tilde{v}'/c^2}.$$

Это требование выдвигает принцип соответствия Бора.

Ясно, что между истинной и кажущейся скоростями должна существовать связь

$$\tilde{v}=\alpha\cdot v,$$

где будем считать, что функция $\alpha=1+0(\frac{v}{c})$, так как при этом для малых скоростей $v\ll c$ имеем $\tilde{v}\approx v$.

Из этого соотношения следует:

$$\frac{x}{\tilde{t}}=\alpha\cdot\frac{x}{t},$$

откуда получаем связь истинного и кажущегося времени $t=\alpha\cdot\tilde{t}$, где опять-таки выполняется принцип соответствия Бора, так как $t\approx\tilde{t}$ при $v\to 0$.

Более того, потребуем, чтобы равенства $\tilde{v}\approx v$, $\tilde{t}\approx t$ выполнялись не только в нулевом приближении (Галилей), но и в первом приближении (Лоренц), как этого требует принцип Бора. Подчеркнем, что $\tilde{v}$ и v, $\tilde{t}$ и t — не разные скорости и времена, а одни и те же скорости и времена, измеренные в космосе (v, t) и на Земле $(\tilde{v}, \tilde{t})$, различающиеся из-за непостоянной скорости света (скорости получения информации).

2.3. Полученные преобразования и следствия из них

С помощью громоздких математических выкладок удается вывести преобразования, удовлетворяющие условиям (см. п. 2.2). Они имеют вид

$$\begin{cases} x' = \left(x - ct\cdot \operatorname{th} \dfrac{v}{c}\right) \operatorname{ch} \dfrac{v}{c}; \\ y' = y, \quad z' = z; \\ t' = \left(t - \dfrac{x}{c} \operatorname{th} \dfrac{v}{c}\right) \operatorname{ch} \dfrac{v}{c}. \end{cases}$$

1. Эти преобразования удовлетворяют условиям обратимости: если система K' движется относительно системы K со скоростью v, то K движется относительно K' со скоростью $-v$.

2. Эти преобразования образуют группу с формулой сложения скоростей $v'' = v + v'$, т. е. если система K' движется относительно системы K со скоростью v, а система K'' движется относительно системы K' со скоростью v', то K'' движется относительно K со скоростью v'', причем $v'' = v + v'$.

3. Связь между скоростями $\tilde{v} = x/\tilde{t}$ и $v = x/t$ имеет вид $\tilde{v} = \alpha \cdot v = c \cdot \operatorname{th} \dfrac{v}{c}$, и скорости $\tilde{v}$ складываются по формуле Эйнштейна:

$$\tilde{v}'' = \frac{\tilde{v} + \tilde{v}'}{1 + \tilde{v}\tilde{v}'/c^2}.$$

4. Четырехвектор инвариантен относительно данных преобразований:

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2t'^2.$$

5. Кинематическое соотношение имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = \alpha \cdot v = c \cdot \operatorname{th} \frac{v}{c},$$

и кинематика удовлетворяет принципу относительности.

6. Уравнения Максвелла инвариантны относительно данных преобразований (в них надо заменить v на αv).

7. Принцип соответствия Бора выполняется, так как при $v \ll c$ имеем

$$\operatorname{th} \frac{v}{c} \approx \frac{v}{c}; \quad \operatorname{ch} \frac{v}{c} \approx 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2},$$

и преобразования в первом приближении имеют вид

$$\begin{cases} x' = (x - vt)\left(1 + \dfrac{1}{2} \dfrac{v^2}{c^2}\right); \\ t' = \left(t - \dfrac{xv}{c^2}\right)\left(1 + \dfrac{1}{2} \dfrac{v^2}{c^2}\right). \end{cases}$$

Тот же вид имеют в первом приближении преобразования Лоренца.

Заметим, что формула Допплера при использовании данных преобразований имеет вид

$$\omega' = \omega e^{-\frac{v}{c}}$$

и в первом приближении при $v \ll c$ совпадает с классической формулой Допплера.

Формула для энергии $\quad E = m_0 c^2 \operatorname{ch} \dfrac{v}{c}$

также совпадает в первом приближении с формулой Эйнштейна.

Как видим, принцип соответствия Бора выполняется. То, что в данном случае во все полученные соотношения входят только экспоненциальные функции, говорит в пользу данных преобразований, так как экспонента хорошо отражает явления природы.

Заметим, что данные преобразования свободны от противоречий теории относительности. Во-первых, ясно, что «покоящаяся» система является избранной: это система, связанная с Землей, вернее с солнечной системой. Инерциальные системы отсчета эквивалентны в космосе, где работает принцип Галилея, а наблюдаем за этими системами отсчета мы с Земли. Поэтому первое противоречие снимается. Во-вторых, эта теория работает в присутствии неоднородных гравитационных полей, более того, она обязана своим существованием именно изменяющейся гравитации.

Истинные и кажущиеся скорости, истинные и кажущиеся времена связаны следующим образом:

$$\tilde{v} = c \cdot \mathrm{th}\, \frac{v}{c}; \quad t = \frac{c}{v}\, \mathrm{th}\, \frac{v}{c} \tilde{t}.$$

Ясно, что $\tilde{v} < v$, $\tilde{t} > t$, т. е. истинные скорости больше кажущихся, а истинное время течет медленнее кажущегося. Это следствие того, что в гравитационном поле скорость света непостоянна, непостоянна скорость получения информации.

Какие следствия имеет данная теория? Во-первых, скорость теперь не ограничена скоростью света на Земле c, она может быть значительно больше c. Заметим только, что скорость тела не может превосходить скорость света в данном месте пространства, ибо при этом данная теория становится неприменимой.

Во-вторых, наша информация о звездах не та́к сильно запаздывает, так как скорость света в космосе может быть неизмеримо выше $c = 300\,000$ км/с. Как видим, эта теория более оптимистична, чем специальная теория относительности.

Полученные формулы являются своего рода асимптотическими. Предполагается, что преобразования Галилея выполняются вне солнечной системы в космическом пространстве. Полученные же формулы позволяют получать на Земле информацию о движении тел вне солнечной и других звездных систем — там, где гравитационных масс уже нет, где их влияние несущественно, где инерциальные системы отсчета инвариантны.

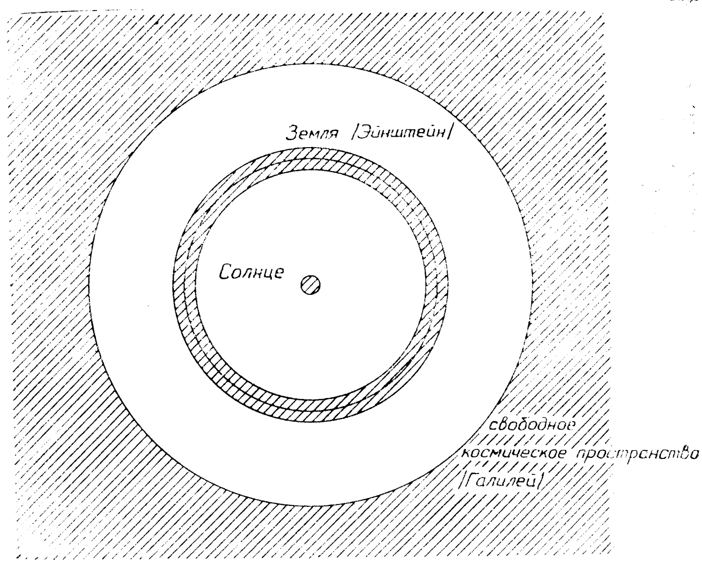
2.4. Об опытах, подтверждающих специальную теорию относительности (СТО) Эйнштейна

Рассмотрим опыты Физо и Ремера, в которых измерялась скорость света. В этих опытах, как известно, был получен результат $c = 300\,000$ км/с. Относительно опыта Физо скажем, что он не противоречит предпосылкам и выводам новой теории, так как скорость света измерялась Физо на Земле, а предполагается, что отклонения скорости света от известного значения будут наблюдаться лишь вдали от Земли (см. рисунок).

В отношении опыта Ремера можно сказать следующее. Во-первых, в пределах солнечной системы (Земля—Юпитер) отклонения будут незначительны. Во-вторых, в формулах Ремера

$$\Delta t = (t' - t) + \frac{1}{c} (r' - r)$$

используется «кажущееся», земное время (см. определения п. 2.2), что может вызвать ошибку в вычислениях. И, в-третьих, скорость света в формулах Ремера неявно предполагается постоянной.



На орбите Земли, вращающейся вокруг Солнца, выполняются формулы специальной теории относительности Эйнштейна. Вне солнечной системы выполняется принцип относительности Галилея. Обобщенные преобразования Лоренца «связывают» эти две области, позволяют исследовать космический полет вне солнечной системы с помощью радиоаппаратуры, расположенной на Земле

Опыты Майкельсона-Морли и другие опыты, подтверждающие специальную теорию относительности, проведены на Земле. Очевидно, что новая теория тоже будет подтверждаться этими опытами, ибо предполагается, что на Земле $c = 300\,000$ км/с и, кроме того, что отклонений от формул теории относительности не будет. Что же касается астрономических наблюдений за звездами и другими небесными телами, то результаты исследований (измерение спектров, перемещений небесных тел и т. д.) получены пока чисто теоретически, и может оказаться, что при непосредственных исследованиях придется внести поправку.

Итак, предложенная теория не опровергает экспериментальных фактов, непротиворечива и, более того, не имеет противоречий СТО, приведенных в п. 2.1. В чем ее новизна и необходимость? Теория относительности пока хорошо объясняет экспериментальные данные, но можно предположить, что при дальних космических полетах она будет неприменима.

Полученные формулы связывают два асимптотических процесса: в свободном космосе, где выполняются преобразования Галилея, и в околоземном пространстве, где выполняются формулы СТО. Эта «связь» поможет при исследовании и наблюдении за дальними космическими полетами с Земли и позволит ввести поправки на искажение, вызванное непостоянством скорости света, таких характеристик, как скорость и время. Заметим, что хотя в формулы гравитация в явном виде не входит, предполагается, что скорость света определенным образом зависит от гравитации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Эйнштейн А.* К электродинамике движущихся тел: Сб. науч. тр. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 7—35.
2. *Эйнштейн А.* О принципе относительности и его следствиях. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 53—64.
3. *Эйнштейн А.* Об инерции энергии, требуемой принципом относительности. М.: Наука, 1965. Т. 1. С. 65—114.
4. *Тейлор Э., Уиллер Д.* Физика пространства—времени. М.: Мир, 1969.
5. *Паули В.* Теория относительности. М.: Наука, 1983.
6. *Фейнман Р., Лейтон Р. Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1976. Т. 2.