

МАШИНА ВРЕМЕНИ В ПРОСТРАНСТВЕ С ДИПОЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В. О. Гладышев

Кафедра физики МГТУ им. Н. Э. Баумана

Обсуждаемое в последнее время открытие анизотропии реликтового излучения позволяет по-новому взглянуть на проблему существования устройства, способного изменять ход протекания физических процессов.

В настоящее время известны по крайней мере два принципа управления временем. Первый из них был известен со времени создания СТО и заключается в управляемом замедлении протекания движущегося процесса. Путешествие с большой скоростью позволяет астронавту, вернувшись на Землю, попасть в ее будущее. Замедление времени движущихся часов было экспериментально проверено в экспериментах [1]. Второй метод построен на предположении о существовании топологических особенностей – "кратовых нор", отождествляющих различные пространственно-временные области [2, 3]. Однако, для того, чтобы "кратовая нора" не схлопнулась до нулевого размера, прежде чем астронавт сможет пройти сквозь нее, необходимо чтобы существовала отрицательная плотность энергии, что оправдывает скептическое отношение к подобным построениям [4].

В настоящей работе показано, что в пространственно-временном континууме с анизотропией возможен ускоренный ход циклически движущихся физических процессов. В простейшем случае идея метода заключается в эквивалентности пространства с дипольной анизотропией пространству наблюдателя, движущегося с постоянной скоростью в изотропном физическом пространстве (ФП) распространения фундаментальных взаимодействий. Использование метрического тензора с другими анизотропными свойствами будет изменять ожидаемую величину эффекта ускорения или замедления времени.

Получим метрику с дипольной анизотропией, эквивалентной поступательному движению в плоском пространстве, следуя методу, изложенному в [5]. Будем считать, что переменные \vec{r}, t соответствуют ИСО, покоящейся в ФП, а \vec{r}_i и t_i – произвольным движущимся ИСО.

Согласно методу Мёллера можно записать обратные преобразования для времени

$$t = \gamma_i t_i + \gamma_i \frac{(\vec{r}_i, \vec{V}_i)}{c^2}, \quad (1)$$

где $\alpha_i = \gamma_i - 1$, $\gamma_i^{-2} = 1 - \beta_i^2$, $\beta_i = V_i/c$, $i = 1, 2$.

Здесь \vec{r}_i задает положение часов T_i в i -й ИСО. Вектор \vec{V}_i является скоростью движущейся i -й ИСО, измеренной в исходной ИСО, поэтому скалярные произведения $(\vec{r}_i, \vec{V}_i) > 0$ если i -я ИСО движется в направлении \vec{r}_i . Величины t и t_i , r_i обеспечены процедурой синхронизации, следовательно (1) связывают наблюдаемые величины.

Сравним собственные показания часов T_1 и T_2 , покоящихся в двух движущихся ИСО. Считая неизменными пространственные координаты \vec{r}_i , для частных дифференциалов времени можно записать для $i = 1, 2$

$$\gamma_1 dt_1 = \gamma_2 dt_2. \quad (2)$$

Заметим, что, так как процедура синхронизации не нарушена, соотношения для интервалов собственного времени будут соответствовать наблюдаемым величинам.

Используя формулу преобразования скорости

$$\vec{\beta}_2 = a\vec{\beta}_0 + b\vec{\beta}_1, \quad a = \frac{\sqrt{1 - \beta_1^2}}{1 + (\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_0)}, \quad b = \frac{(\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_0) (1 - \sqrt{1 - \beta_1^2}) + 1}{1 + (\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_0)}, \quad (3)$$

из (2) получим

$$dt_1 = \frac{1 + (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1)}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} dt_2. \quad (4)$$

Здесь $\vec{\beta}_0$ – относительная скорость 2-й ИСО относительно 1-й.

Данное соотношение имеет форму, отличную от формы $dt = \gamma_i dt_i$, которая следует из (1). Для нахождения преобразований временной координаты запишем искомые преобразования в виде

$$dt_1 = \gamma_0 \left(1 + (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) \right) dt_2 + \tilde{\lambda} \frac{\gamma_0}{c} \left(d\vec{r}_2, \vec{\beta}_0 \right), \quad (5)$$

где $\tilde{\lambda}$ – коэффициент, компенсирующий вклад временной координаты в данном преобразовании.

Для того чтобы результат преобразований совпадал с результатом преобразований инвариантной формы должно выполняться условие

$$\left(1 + (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) \right) dt_2 + \tilde{\lambda} \frac{1}{c} \left(d\vec{r}_2, \vec{\beta}_0 \right) = dt_2 + \frac{1}{c} \left(d\vec{r}_2, \vec{\beta}_0 \right). \quad (6)$$

Решая относительно $\tilde{\lambda}$, получим

$$\tilde{\lambda} = 1 - \frac{(\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) c dt_2}{(d\vec{r}_2, \vec{\beta}_0)}. \quad (7)$$

Учтем, что $c dt_2 = |d\vec{r}_2|$ и $\frac{d\vec{r}_2}{|d\vec{r}_2|} = d\vec{r}_2^n$ и подставим (7) в (5).

$$dt_1 = \gamma_0 \left(1 + (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) \right) dt_2 + \frac{\gamma_0}{c} \left(1 + \frac{(\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1)}{(d\vec{r}_2^n, \vec{\beta}_0)} \right) \left(d\vec{r}_2, \vec{\beta}_0 \right), \quad (8)$$

Аналогично можно получить преобразования для радиус-векторов [6].

После преобразований получим

$$dt_1 = \gamma_0 \left(1 + (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) \right) dt_2 + \frac{\gamma_0}{c} \frac{1 + \beta_1}{\beta_1} (\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) dr_2, \quad (9)$$

Можно заметить, что при движении T_1 и T_2 вдоль OX $(\vec{\beta}_0, \vec{\beta}_1) = \beta_0\beta_1$ и тензор преобразований координат будет иметь вид

$$g_\mu^\nu = \begin{vmatrix} \gamma_0(1 + \beta_1\beta_0) & 0 & 0 & \gamma_0 V_0(1 - \beta_1) \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma_0 \frac{V_0}{c^2}(1 - \beta_1) & 0 & 0 & \gamma_0(1 + \beta_1\beta_0) \end{vmatrix}. \quad (10)$$

Используя (10) и выражение для квадрата интервала

$$dS_1^2 = dx_1^2 + dy_1^2 + dz_1^2 - c^2 dt_1^2,$$

можно обнаружить, что даже в частном случае при движении вдоль OX данное выражение не является форминвариантным

$$dS_1^2 = \alpha_0 dx_2^2 + dy_2^2 + dz_2^2 - c^2 \alpha_0 dt_2^2,$$

где $\alpha_0 = \gamma_0 [(1 + \beta_1 \beta_0)^2 - \beta_0^2 (1 - \beta_1)^2]$.

При $\beta_1 = 0$ выражение для интервала переходит в стандартную форму. Однако, при переходе к любой другой паре ИСО будут изменяться только β_1 и β_0 , форма выражения для dS_1^2 изменяться не будет. Данное определение инвариантности можно назвать специальной инвариантностью интервала.

При прямолинейном равноускоренном движении часов, в отсутствии полей тяготения ненулевыми являются только диагональные компоненты метрического тензора и выражение для интервала времени по часам T_2 имеет вид

$$t_2 = \int_0^{t_1} \frac{dt_1}{g_1^1} = \int_0^{t_1} \frac{dt_1}{\gamma_0 (1 + \vec{\beta}_1 \vec{\beta}_0)}. \quad (11)$$

Пусть в ИСО с координатным базисом $X_1 Y_1 Z_1$ покоятся часы T_1 , относительно которых совершают циклическое движение часы T_0 вдоль OX_1 (рис. 1).

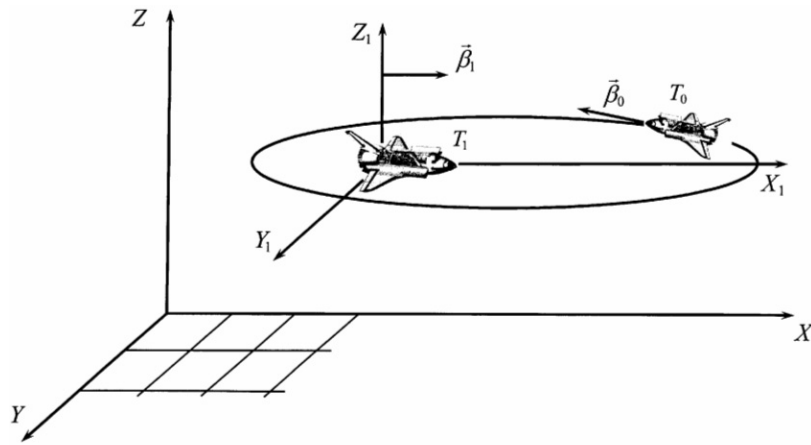


Рис. 1: Часы T_0 совершают циклическое движение вокруг часов T_1 со скоростью \vec{V}_0

Длина протяженного контура, поперечными размерами которого можно пренебречь, равна $2l$. Считаем l достаточно большим, так что временем разворота можно пренебречь в первом приближении. Скорости часов T_0 в направлениях $-OX_1$ и OX_1 соответственно равны V_{01} и V_{02} . Интервал времени движущихся часов T_0 по часам T_1 равен Δt_1 и Δt_2 . Тогда период равен

$$T_1 = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{l \beta_{01} + \beta_{02}}{c \beta_{01} \beta_{02}}. \quad (12)$$

Интервалы времени, отсчитываемые T_1 и T_0 , при постоянных во времени β_1 и β_0 , связаны соотношением

$$\Delta t_{1i} = \frac{1 + \beta_1 \beta_0 \cos \alpha_i}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} \Delta t_{0i}, \quad i = 1, 2 \quad (13)$$

При $i = 1$ часы T_0 совершают движение в направлении $-OX_1$, поэтому $\alpha_1 = \pi$, при $i = 2$, движение в противоположную сторону и $\alpha_2 = 0$. Сравним разность показаний часов T_0 , циклически меняющих направление своего движения на двух участках траектории, и часов T_1 .

За один период разность в показаниях часов будет равна

$$\delta t = \Delta t_{01} - \Delta t_{11} + \Delta t_{02} - \Delta t_{12}. \quad (14)$$

Подставим (13) в (14):

$$\delta t = \Delta t_{01} \left(1 - \frac{1 - \beta_1 \beta_{01}}{\sqrt{1 - \beta_{01}^2}} \right) + \Delta t_{02} \left(1 - \frac{1 + \beta_1 \beta_{02}}{\sqrt{1 - \beta_{02}^2}} \right). \quad (15)$$

Учтем, что $\Delta t_{11} = \frac{l}{\beta_{01}c}$, $\Delta t_{12} = \frac{l}{\beta_{02}c}$, тогда из (13) имеем

$$\Delta t_{01} = \frac{1}{\beta_{01}c} \frac{\sqrt{1 - \beta_{01}^2}}{1 - \beta_1 \beta_{01}}, \quad \Delta t_{02} = \frac{1}{\beta_{02}c} \frac{\sqrt{1 - \beta_{02}^2}}{1 + \beta_1 \beta_{02}}. \quad (16)$$

Тогда из (15) имеем

$$\delta t = \frac{l}{c} \left\{ \frac{1}{\beta_{01}} \left(\frac{\sqrt{1 - \beta_{01}^2}}{1 - \beta_1 \beta_{01}} - 1 \right) + \frac{1}{\beta_{02}} \left(\frac{\sqrt{1 - \beta_{02}^2}}{1 + \beta_1 \beta_{02}} - 1 \right) \right\}. \quad (17)$$

Для максимальной скорости хода часов T_0 нужно, чтобы за период T_1 было максимальное отношение $\frac{\delta t}{T_1}$. Разделив (17) на (12) получим

$$\frac{\delta t}{T_1} = \frac{\beta_{01} (1 - \beta_1 \beta_{01}) \sqrt{1 - \beta_{02}^2} + \beta_{02} (1 + \beta_1 \beta_{02}) \sqrt{1 - \beta_{01}^2}}{(\beta_{01} + \beta_{02}) (1 - \beta_1 \beta_{01}) (1 + \beta_1 \beta_{02})} - 1. \quad (18)$$

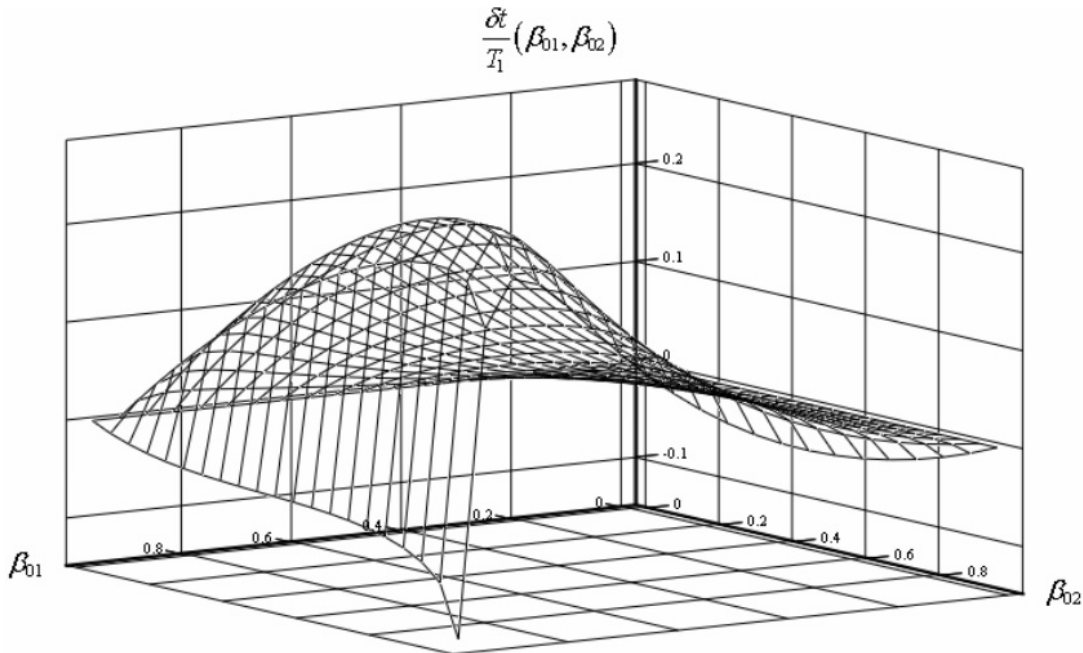


Рис. 2: Максимум функции $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ находится в области, где β_{01}, β_{02} имеют близкие значения с β_1

На рис. 2 представлена зависимость $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ для $\beta_1 = 0,9$. Из вида (17) и рис. 2 следует, что величина δt может быть положительной и отрицательной. Так как $T_1 > 0$

всегда, область значений, где $\delta t > 0$ определяет область, где $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02}) > 0$. Найдем эту область на плоскости β_{01}, β_{02} , для этого положим $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02}) = 0$, тогда (18) можно привести к виду

$$\beta_{02}^3 + a_1\beta_{02}^2 + a_2\beta_{02} + a_3 = 0, \tag{19}$$

где

$$a_1 = 2\frac{\alpha - \beta_1}{\alpha\beta_1}, \quad a_2 = \frac{1 + \alpha^2 - 4\alpha\beta_1 + \beta_1^2}{\alpha^2\beta_1^2}, \quad a_3 = 2\frac{\beta_1 - \alpha}{\alpha^2\beta_1^2}, \quad \alpha = \frac{1}{\beta_{01}} \left(\frac{\sqrt{1 - \beta_{01}^2}}{1 - \beta_1\beta_{01}} - 1 \right).$$

Уравнение (19) имеет действительное решение, которое представлено на рис. 3 для различных β_1 . Из рис. 3. следует, что при $\beta_1 = 0,71$ основная часть функции находится в отрицательной области.

Найдем минимальное значение β_1 , при котором $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ может быть большей или равной нулю. Заметим, что при малых β_1 функции δt и $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ симметричны относительно β_{01}, β_{02} , поэтому можно положить $\beta_{01} = \beta_{02} = \beta_0$, тогда из (18) следует

$$\frac{\delta t}{T_1} = \frac{\sqrt{1 - \beta_0^2}}{1 - \beta_1^2\beta_0^2} - 1. \tag{20}$$

Функция $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_0)$ будет положительной, начиная с момента $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_0) = 0$, откуда следует, что

$$\beta_0 = \pm \frac{\sqrt{2\beta_1^2 - 1}}{\beta_1}. \tag{21}$$

Следовательно минимальное значение β_1 , при котором $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_0) = 0$ равно $\beta_1 = \sqrt{2}/2$.

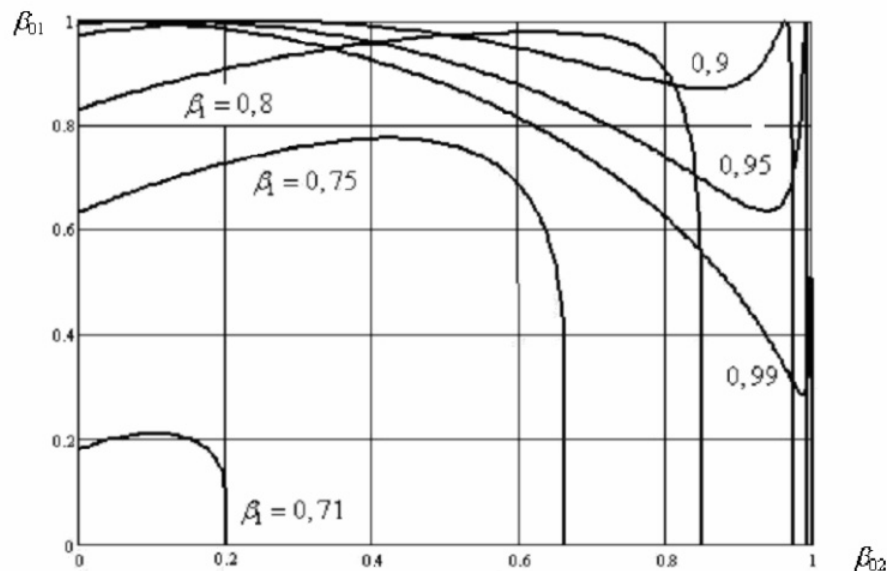


Рис. 3: Зависимость $\beta_{01}(\beta_{02})$ при $\frac{\delta t}{T_1} = 0$ для различных значений β_1

Из рис. 2 следует, что максимум функции $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ находится в области, где β_{01}, β_{02} имеют близкие значения с β_1 . Из этого следует важный вывод, что эффективная работа машины возможна при движении с постоянной скоростью по замкнутой траектории, например, эллиптической. Наличие нормальных ускорений в этом случае

не влияет на результат аналогично тому, как если бы мы проводили описание движения по окружности во вращающейся СО.

Зависимость $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{02})$ при $\beta_{01} = 0,9$ и $\beta_1 = 0 \dots 1$ представлена на рис. 4.

Для нахождения максимума функции $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ необходимо решить систему уравнений, полученную путем двукратного дифференцирования (7) по β_{01} и β_{02}

$$\begin{cases} (\beta_{01} + \beta_{02})(1 - 2\beta_1\beta_{01} - \gamma_{01}\gamma_{02}\beta_{01}\beta_{02}(1 + \beta_1\beta_{02})) + \\ + (1 - \beta_1(2\beta_{01} + \beta_{02})) \left(\beta_{01} + \frac{\gamma_{02}\beta_{02}(1 + \beta_1\beta_{02})}{\gamma_{01}(1 - \beta_1\beta_{01})} \right) = 0, \\ (\beta_{01} + \beta_{02})(1 + 2\beta_1\beta_{02} - \gamma_{01}\gamma_{02}\beta_{01}\beta_{02}(1 - \beta_1\beta_{01})) - \\ - (1 + \beta_1(\beta_{01} + 2\beta_{02})) \left(\beta_{02} + \frac{\gamma_{01}\beta_{01}(1 - \beta_1\beta_{01})}{\gamma_{02}(1 + \beta_1\beta_{02})} \right) = 0. \end{cases} \quad (22)$$

где $\gamma_{0i} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{0i}^2}}$.

Численное решение (22) и (18) показывает, что высокой степенью точности можно записать

$$\beta_{01} = \beta_{02} = \sqrt{2 - \frac{1}{\beta_1^2}}. \quad (23)$$

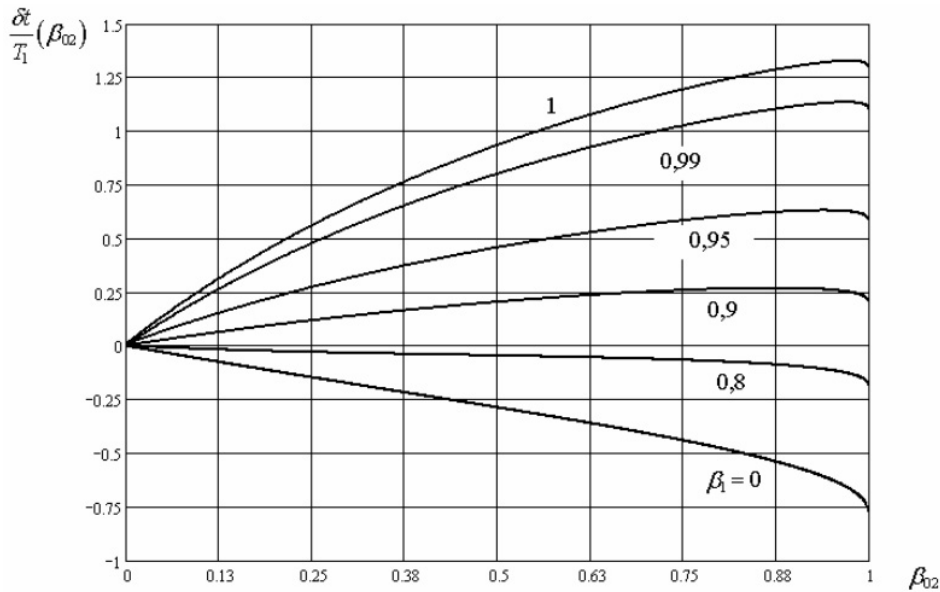


Рис. 4: Зависимость $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{02})$ при $\beta_{01} = 0,9$ для различных $\beta_1 = 0 \dots 1$.

Из рис. 4 следует, что при $\beta_{01} = 0,9$ и $\beta_1 = 0,9$ максимум функции наблюдается при $\beta_{02} = 0,9$. Из этого можно сделать предположение, что по крайней мере в области больших β максимум наблюдается при $\beta_{01} \simeq \beta_{02} \simeq \beta_1$.

Сравнивая (23) с (21) можно сделать вывод, что при больших β_1 максимум находится близко с границей $\frac{\delta t}{T_1} = 0$. Тогда максимальные значения $\frac{\delta t}{T_1}$ можно получить из (20)

$$\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1) = \frac{1}{2\beta_1\sqrt{1 - \beta_1^2}} - 1. \quad (24)$$

Зависимость максимальных значений $\frac{\delta t}{T_1}$ от β_1 представлена на рис. 5. На графике наблюдается неограниченный рост $\frac{\delta t}{T_1}$ при увеличении β_1 . При $\beta_1 = 0,9$ функция $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1)$ достигает значения 2,58. Это означает, что по часам T_0 пройдет в 2,58 раза больше времени, чем по часам T_1 . При $\beta_1 = 0,9$ максимальному значению функции соответствует $\frac{\delta t}{T_1} = 0,275$.

Пусть часы T_0 совершают циклическое движение по замкнутой траектории. Возьмем $\beta_{01} = \beta_{02} = \beta_0$ и будем считать угол α непрерывной функцией t_0 , т. е. α измеряется в СО движущихся часов T_0 . Тогда из (13) имеем

$$t_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} \left(t_0 - \frac{1}{c} \int_{(t_0)} \vec{\beta}_1 d\vec{l} \right), \quad (25)$$

где элемент длины траектории в системе отсчета T_0 равен $d\vec{l}_0 = \vec{V}_0 dt_0$, а интеграл берется по траектории l_0 в СО движущихся часов T_0 .

При движении по эллиптической орбите с постоянной скоростью V_0 в системе T_0 для $\alpha(l_0)$ имеем

$$\cos \alpha(l_0) = \pm \frac{a}{\sqrt{a^2 + b^2 \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\omega_0 l_0}{V_0} \right)}}, \quad (26)$$

Тогда интегрирование (25) дает

$$t_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} \left(t_0 - \frac{\beta_1 \beta_0}{\varepsilon \omega_0} \operatorname{arctg} \frac{a \varepsilon}{\sqrt{b^2 + a^2 \operatorname{tg}^2(\omega_0 t_0)}} \right), \quad a^2 > b^2. \quad (27)$$

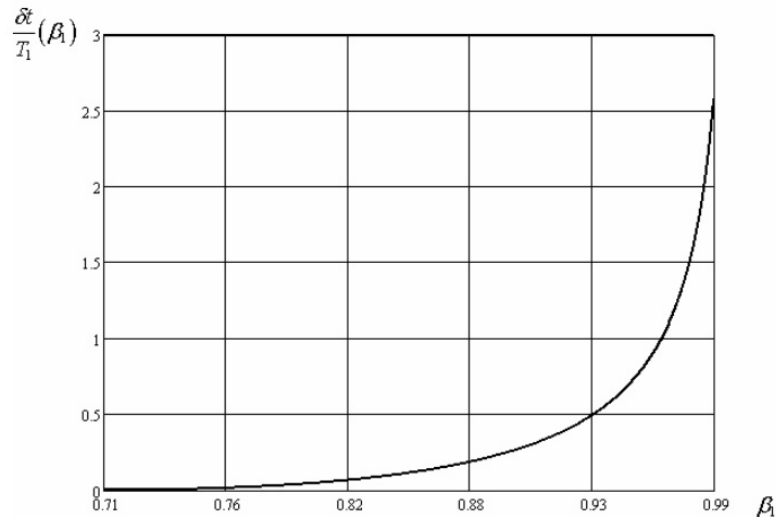


Рис. 5: Зависимость максимальных относительных значений разности в показаниях часов $\frac{\delta t}{T_1}$ от параметра анизотропии β_1 . При $\beta_1 = 0,9$ функция $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_{01}, \beta_{02})$ достигает максимального значения $\frac{\delta t}{T_1} = 0,275$

Более интересной представляется оценка разности в показаниях часов в ИСО наблюдателя, связанного с часами T_1 . Для расчета t_0 по известному t_1 запишем

$$t_0 = \int_0^{t_1} \frac{\sqrt{1 - \beta_0^2}}{1 - \beta_1 \beta_0 \cos \alpha(t_1)} dt_1. \quad (28)$$

При движении по эллиптической орбите для $\alpha(t_1)$ имеем

$$\cos \alpha(t_1) = \pm \frac{a \operatorname{tg}(\omega_0 t_1)}{b \sqrt{1 + \frac{a^2}{b^2} \operatorname{tg}^2(\omega_0 t_1)}}, \tag{29}$$

где a, b – полуоси орбиты. Тогда (28) примет вид

$$t_0 = \sqrt{1 - \beta_0^2} \int_0^{t_1} \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2 + t g^2(\omega_0 t_1)}}{\sqrt{1 - \varepsilon^2 + t g^2(\omega_0 t_1)} - \beta_1 \beta_0 t g \omega_0 t_1} dt_1. \tag{30}$$

Здесь $\varepsilon^2 = 1 - b^2/a^2$ – эксцентриситет.

Интегрирование (30) при условии $\gamma^2 > 0$ и использовании подстановки $\cos(\omega_0 t_1) = \operatorname{ch}(t)$ дает выражение

$$t_0 = \frac{\sqrt{1 - \beta_0^2}}{1 - \beta_1^2 \beta_0^2} \left\{ \varepsilon^2 t_1 - \frac{\beta_1^2 \beta_0^2}{\omega_0 \gamma} \operatorname{arctg}(\gamma \operatorname{tg}(\omega_0 t_1)) - \frac{\varepsilon^2 \beta_1 \beta_0}{\omega_0} \times \right. \tag{31}$$

$$\left. \times [\operatorname{arsh}(\varepsilon \cos(\omega_0 t_1)) - \operatorname{arsh}(\varepsilon) - \lambda I(t_1)] \right\}$$

где $\lambda = \frac{\beta_1 \beta_0}{\sqrt{\gamma^2 \varepsilon^2 - 2 \beta_1^2 \beta_0^2}}, \gamma^2 = \frac{1 - \beta_1^2 \beta_0^2}{1 - \varepsilon^2},$

$$I(t_1) = \begin{cases} \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 \cos^2(\omega_0 t_1) - 1}}{\varepsilon \cos(\omega_0 t_1)} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{\varepsilon} \right), & \frac{\gamma^2 - 1}{\beta_1^2 \beta_0^2} > 1 \\ \operatorname{arth} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 \cos^2(\omega_0 t_1) - 1}}{\varepsilon \cos(\omega_0 t_1)} \right) - \operatorname{arth} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{\varepsilon} \right), & 0 < \frac{\gamma^2 - 1}{\beta_1^2 \beta_0^2} < 1 \\ \operatorname{arccctg} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 \cos^2(\omega_0 t_1) - 1}}{\varepsilon \cos(\omega_0 t_1)} \right) - \operatorname{arccctg} \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{\varepsilon} \right), & \frac{\gamma^2 - 1}{\beta_1^2 \beta_0^2} < 0 \end{cases}$$

Решение представлено в виде $\delta t(t_1) = t_0(t_1) - t_1$ на рис. 6 для следующих параметров: $a/b = 10, \omega_0 = 3 \times 10^8$ рад/с, $\beta_1 = 0,9, \beta_0 = 0,9.$

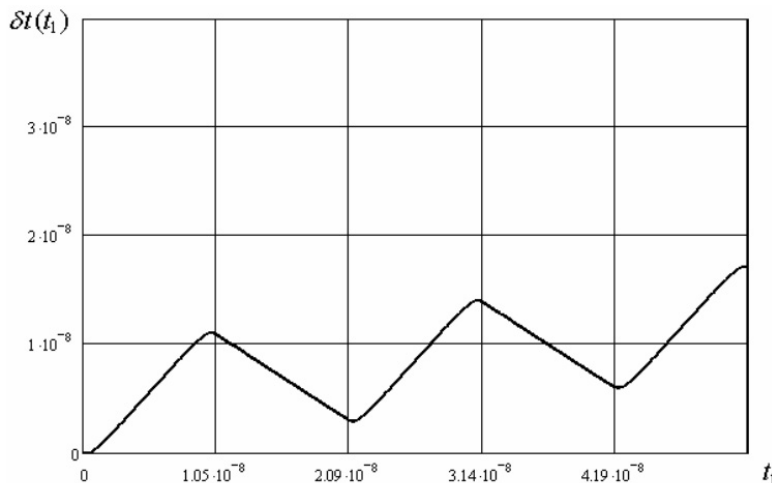


Рис. 6: Разность хода часов T_0 и T_1 в зависимости от t_1

Из рис. 6. следует, что на первой фазе движения часов T_0 в направлении $-OX_1$ они опережают часы T_1 на $\delta t \simeq 1,2 \times 10^{-8}$ с. На второй фазе движения вдоль OX_1 часы T_0 отстают на величину $\delta t \simeq 0,9 \times 10^{-8}$. Всего за один период $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2,09 \times 10^{-8}$ с часы T_0 опережают часы T_1 на величину $\delta t(T_1) = 3 \times 10^{-9}$ с.

Так как в решение (31) частота ω_0 входит только в виде произведения $\omega_0 t_1$, при уменьшении частоты ω_0 произойдет увеличение периода T_1 , и, как следствие, при фиксированном отношении, например $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1 = 0,9) = 0,3$ (см. рис. 5), величина δt увеличится пропорционально периоду T_1 . Другими словами, если период T_1 увеличится в 2 раза, то и δt при заданном β_1 увеличится в 2 раза.

В качестве примера рассмотрим движение по эллиптической орбите с большой полуосью равной радиусу облака Оорта ($10^4 - 10^5$ а. е.). Для обеспечения $\beta_0 = 0,9$ необходимо, чтобы период обращения T_0 вокруг земных часов T_1 был равен $T_1 = 3,5 \times 10^7 \dots 10^8$ с, что приблизительно соответствует интервалу от 1 до 10 земных лет. Тогда опережение хода часами T_0 земных часов T_1 составит $0,16 \dots 1,6$ года.

Таким образом, рассмотренный пример свидетельствует о возможности ускоренного хода быстро движущихся часов в анизотропном пространстве с дипольной анизотропией.

Остановимся теперь на влиянии эллиптичности орбиты на разность хода часов δt . На основе численного решения (31) была получена зависимость разности хода часов от отношения полуосей $\delta t(a/b) = t_0(a/b) - T_1$ за один период обращения по орбите T_1 для $\omega_0 = 3 \times 10^8$ рад/с, $\beta_1 = \beta_0 = 0,9$ (рис. 7).

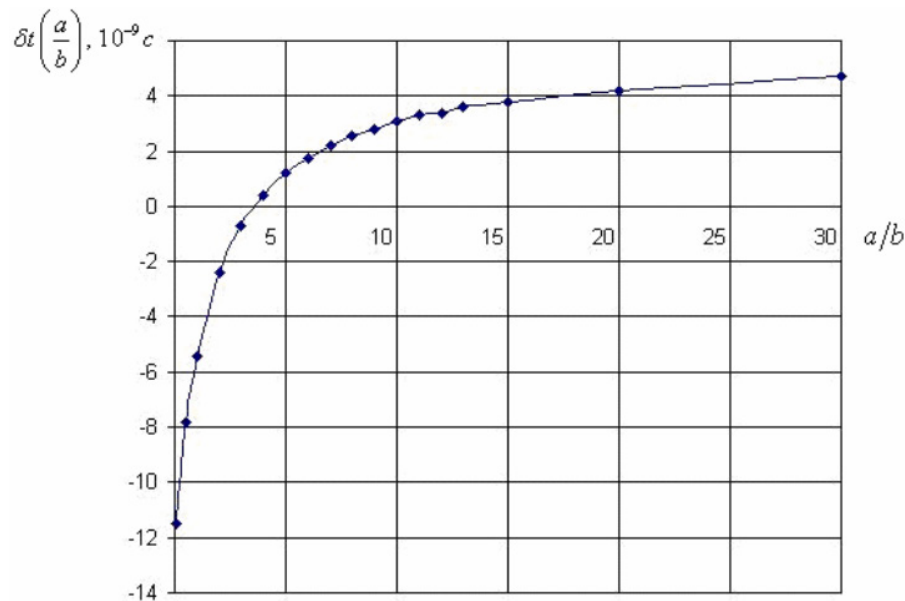


Рис. 7: Зависимость $\delta t(a/b)$ за один период от отношения полуосей a/b при $\beta_1 = 0,9$

Из рис. 7 следует, что опережение часов T_0 при $\beta_1 = 0,9$ и $a/b = 10$ равно $\delta t(10) \cong 3 \times 10^{-9}$ А.

При выбранной частоте ω_0 период равен $T_1 = 2,09 \times 10^{-8}$ с. Тогда отношение $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1) = \frac{3 \times 10^{-9}}{2,09 \times 10^{-8}} \cong 0,144$, что в два раза меньше значения $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1 = 0,9) \simeq 0,29$ на рис. 5. Однако, как следует из рис. 7, при росте a/b величина $\frac{\delta t}{T_1}(\beta_1) \rightarrow 0,29$, что соответствует предельному переходу.

Таким образом, рассмотренный пример движения часов в анизотропном пространстве в первом приближении указывает на принципиальную возможность ускоренного хода движущихся часов. Рассмотренное в работе приближение, основано на предполо-

ложении о дипольной анизотропии физического пространства, поэтому эффект ускоренного хода и выполненные расчеты полностью зависят от параметра анизотропии $\vec{\beta}_1$. Как следует из работы, минимальное значение параметра анизотропии, при котором возможен ускоренный ход часов равен $\sqrt{2}/2$. Несмотря на большое значение этой величины, необходимо признать, что для $\vec{\beta}_1$ существует только одно ограничение $-1 < \beta_1 < 1$ и не существует других принципиальных ограничений. Соответствие использованных анизотропных преобразований пространственно-временных координат привычным лоренцевым преобразованиям или преобразованиям Меллера обеспечивается требованием выполнения инвариантности полного дифференциала (6).

Ранее отмечалось, что использование метрического тензора с другими анизотропными свойствами будет изменять ожидаемую величину эффекта ускорения или замедления времени. Однако, кажется естественным предположить, что дипольный характер метрики должен проявлять в экспериментах превалирующее значение.

В заключение заметим, что при малых значениях $\vec{\beta}_1$ ускоренный ход становится невозможным, однако наличие слабой дипольной анизотропии приведет к возникновению поправок к разности хода движущихся часов при любом ненулевом значении параметра анизотропии. Данный эффект может быть обнаружен в экспериментах по измерению вариаций времени жизни элементарных частиц, движущихся в накопительных кольцах [7]. Можно предположить, что явление зависимости скорости хода часов от векторного поля $\vec{\beta}_1$ может иметь значение при длительных космических перелетах.

Литература

- [1] Hafele J. C., Keating R. E. // *Science*. 1972. V. 177. P. 166.
- [2] Новиков И. Д. Анализ машины времени. // *ЖЭТФ*, 1989. Т. 95. Вып. 3, с. 769–776.
- [3] Thorne K. S. *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (W. W. Norton & Company, New York, 1994).
- [4] Пенроуз Р. Путь к реальности, или законы, управляющие Вселенной. Полный путеводитель. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2007. 912 с.
- [5] Gladyshev V. O. A possible explanation for the delay in detecting an astrophysical signal by using ground-based detectors // *J. Moscow Phys. Soc.* 1999. V. 9, N 1. P. 23–29.
- [6] Гладышев В. О. Необратимые электромагнитные процессы в задачах астрофизики: физико-технические проблемы. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2000. 276 с.
- [7] Bailey J., Borer K. e.a. // *Nature*. 1977. V. 268. P. 301–310.