

УДК 536.75

Теоретические и экспериментальные исследования флуктуаций физического времени

Морозов А. Н.^{1,*}

[*amor59@mail.ru](mailto:amor59@mail.ru)

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Предложена модель физического времени, основанная на предположении, что время представляет собой пуассоновский случайный процесс с интенсивностью, зависящей от происходящих в природе необратимых процессов. Для расчета интенсивности флуктуаций физического времени разработана математическая модель, позволяющая количественно определять величину интенсивности в зависимости от производства энтропии в необратимых процессах. Рассчитана интенсивность флуктуаций физического времени, определяемая производством энтропии необратимыми процессами на Солнце и процессом преобразования солнечного излучения в тепловое излучение Земли. На основе предложенной феноменологической модели рассчитаны вариации меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках и показано хорошее количественное совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей.

Ключевые слова: флуктуации физического времени, необратимые процессы, производство энтропии, электролитическая ячейка, мера Кульбака

Введение

Экспериментальные исследования, проведенные в последнее время, показывают существование взаимного влияния макроскопических процессов, происходящих в двух независимых экспериментальных физических системах [1, 2]. Проведен ряд экспериментов, доказывающих наличие связи на макроскопическом уровне между электроэнцефалографической деятельностью мозга двух людей, находящихся на удалении друг от друга [3].

Объяснение наблюдаемым экспериментальным данным обычно основываются на предположении о квантовой нелокальной связи макроскопических процессов [4, 5]. В работах [6, 7] предложено уравнение для описания макроскопической нелокальной связи диссипативных процессов. Рассматривается влияние диссипации при генерации запутанных состояний [8, 9].

Первые опыты по измерению влияния диссипативных процессов на электродные системы были выполнены в начале века [6-8, 10-12], и основывались на предположении о влиянии макроскопических необратимых процессов, которые характеризуются в необратимой термодинамике производством энтропии [13], на параметры измерительных систем. В качестве пробного измерительного процесса может выступать также броуновское движение [14, 15], регистрация вариаций параметров которого может быть выполнено путем измерения характеристик флуктуаций напряжения на электролитической ячейке.

В данной работе рассматривается модель флуктуирующего физического времени [16, 17] и на основе этой модели дается объяснение экспериментальным результатам по измерению меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках [18-23]. Флуктуации физического времени вводились в работе [24] для описания распространения света во Вселенной, а также в работе [25] для объяснения инверсии причинно-следственных связей.

Модель флуктуирующего физического времени

Рассмотрим модель флуктуирующего физического времени, основанную на предположении, что наблюдаемое физическое время представляет собой пуассоновский случайный процесс $\tau(t)$ со скачками, равными $\tau_0 = 1/\nu_\tau$, где ν_τ - интенсивность пуассоновского процесса. На рис. 1 приведено графическое изображение этого процесса.

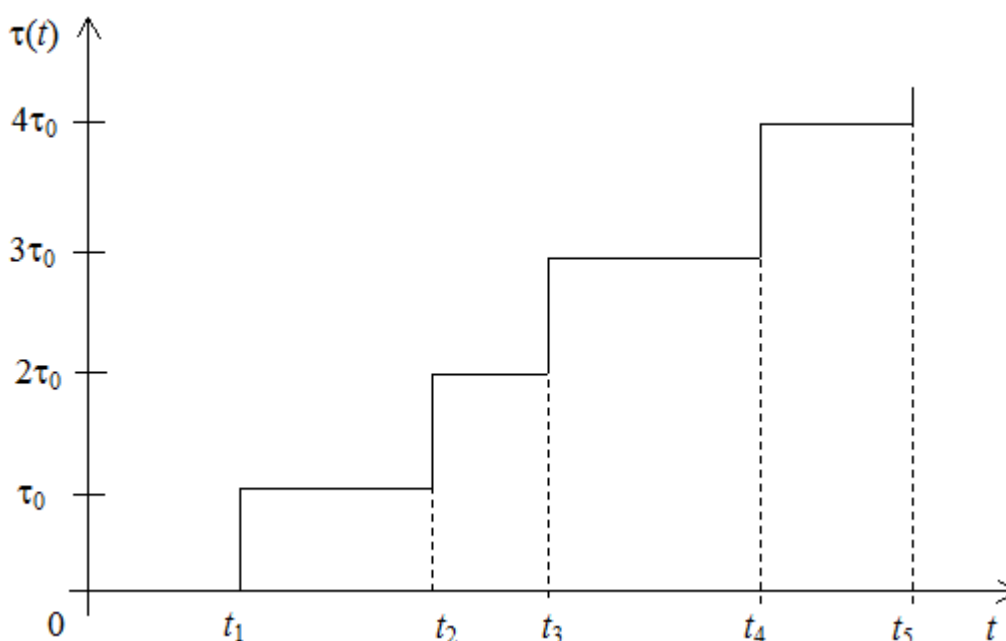


Рис. 1. Зависимость собственного физического времени $\tau(t)$ от макроскопического времени t

Одномерная характеристическая функция приведенного на рис. 1 пуассоновского процесса имеет вид [26, 27]

$$g_\tau(\mu_\tau; t) = \exp((\exp(i\tau_0\mu_\tau) - 1)\nu_\tau t), \quad (1)$$

а его n -мерная характеристическая функция при $t_n \geq \dots \geq t_2 \geq t_1$ соответственно равна

$$g_{n\tau}(\mu_{1\tau}, \mu_{2\tau}, \dots, \mu_{n\tau}; t_1, t_2, \dots, t_n) = \exp\left(v_\tau \sum_{j=1}^n t_j \left(\exp\left(i\tau_0 \sum_{k=j}^n \mu_{k\tau}\right) - 1\right)\right). \quad (2)$$

Приведенные характеристические функции (1) и (2) позволяют записать математическое ожидание $\langle \tau(t) \rangle$ и корреляционную функцию $\langle \tau(t_1)\tau(t_2) \rangle$ для произвольных моментов времени t_1 и t_2 следующим образом

$$\langle \tau(t) \rangle = t, \quad (3)$$

$$\langle \tau(t_1)\tau(t_2) \rangle = t_1 t_2 + \tau_0 \min(t_1, t_2). \quad (4)$$

Введем также функцию

$$\xi_T(t) = \frac{d\tau(t)}{dt}, \quad (5)$$

математическое ожидание $\langle \xi_T(t) \rangle$ и корреляционная функция $\langle \xi_T(t_1)\xi_T(t_2) \rangle$ которой имеют вид

$$\langle \xi_T(t) \rangle = 1, \quad (6)$$

$$\langle \xi_T(t_1)\xi_T(t_2) \rangle = \tau_0 \delta(t_2 - t_1). \quad (7)$$

Введение функции $\xi_T(t)$ позволяет представить дифференциал $d\tau(t)$ в форме

$$d\tau(t) = \xi_T(t)dt. \quad (8)$$

Отметим, что аналогичное выражение применяется в общей теории относительности для установления соотношения между собственным временем τ и временной координатой $x^0 = ct$ [28]

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{g_{00}} dx^0, \quad (9)$$

где c - скорость света в пустоте, g_{00} - компонента метрического тензора g_{ik} , $i, k = \overline{0,3}$, описывающая изменение временной координаты пространства-времени. Сравнение формул (8) и (9) позволяет представить величину g_{00} в виде

$$g_{00} = \xi_T^2, \quad (10)$$

что указывает на принципиальную возможность построения более общего описания пространства-времени с флуктуирующей метрикой.

Расчет интенсивности флуктуаций времени при производстве энтропии необратимыми процессами

При расчете интенсивности v_τ флуктуаций физического времени при производстве энтропии необратимыми процессами для квазистационарного случая будем применять следующее уравнение

$$v_\tau \left(\frac{\partial^2 v_\tau}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_\tau}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_\tau}{\partial z^2} \right) = -\frac{c}{k} \rho_S(x, y, z), \quad (11)$$

где k - постоянная Больцмана, $\rho_S(x, y, z)$ - объемная плотность производства энтропии необратимым процессом.

Для сферически симметричного случая уравнение (11) приобретает вид

$$v_\tau \left(\frac{d^2 v_\tau}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dv_\tau}{dr} \right) = -\frac{c}{k} \rho_S(r). \quad (12)$$

Если считать, что в пространстве не происходят необратимые процессы и $\rho_S(r) = 0$, то уравнение (12) принимает форму

$$v_\tau \left(\frac{d^2 v_\tau}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dv_\tau}{dr} \right) = 0. \quad (13)$$

Два его решения могут быть записаны в виде

$$v_\tau(r) = 0 \quad (14)$$

и

$$v_\tau(r) = C_1 + \frac{C_2}{r}, \quad (15)$$

где C_1 и C_2 - произвольные константы.

Рассмотрим случай, когда производство энтропии происходит только по поверхности сферы, радиусом R . Такому случаю в первом приближении соответствует производство энтропии при излучении Солнца и при тепловом излучении Земли. При этом предполагается, что все остальные необратимые процессы, происходящие внутри Солнца и Земли, вносят малый вклад в формирование флуктуаций физического времени.

Представим уравнение (12) для данного случая в виде

$$v_\tau \left(\frac{d^2 v_\tau}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dv_\tau}{dr} \right) = -\frac{c}{k} \sigma_S \delta(r - R), \quad (16)$$

где σ_S - поверхностная плотность производства энтропии, $\delta(r - R)$ - дельта-функция.

Тогда внутри указанной сферы можно считать, что $\rho_S(r) = 0$ и справедливо решение (15) (решение (14) тривиально и не имеет физического смысла). Но для выполнения

условия конечности интенсивности флуктуаций физического времени v_τ в любой точке пространства (в частности в центре сферы) необходимо константу C_2 считать равной нулю: $C_2 = 0$. Поэтому, при $r < R$ имеем

$$v_\tau(r) = C_1. \quad (17)$$

Вне сферы при $r > R$ так же будет справедливо решение (15). На основании условия стремления к нулю функции $v_\tau(r)$ на бесконечном расстоянии от сферы

$$v_\tau(r)|_{r \rightarrow \infty} = 0, \quad (18)$$

константу C_1 необходимо считать равной нулю: $C_1 = 0$. Тогда решение вне сферы при $r > R$ принимает вид

$$v_\tau(r) = \frac{C_2}{r}. \quad (19)$$

Исходя из условия неразрывности функции $v_\tau(r)$ при $r = R$ можно записать

$$C_1 = \frac{C_2}{R}. \quad (20)$$

Подстановка решений (17) и (19) в уравнение (16) с учетом соотношения (20) позволяет определить константы C_1 и C_2

$$C_1 = \sqrt{\frac{c}{k} R \sigma_S}, \quad (21)$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{c}{k} R^3 \sigma_S}. \quad (22)$$

Применим полученные выражения для оценки интенсивности $v_\tau(r)$ флуктуаций физического времени, возникающих вследствие излучения Солнца. Поверхностную плотность производства энтропии при излучении солнечного света можно определить по формуле [29]

$$\sigma_S = \frac{4 W_C}{3 T_C} \frac{1}{4\pi R_C^2} = \frac{W_C}{3\pi T_C R_C^2}, \quad (23)$$

где: $W_C = 3,85 \cdot 10^{26}$ Вт – мощность излучения Солнца, $T_C = 5830$ К – температура Солнца, $R_C = 6,96 \cdot 10^8$ м – радиус Солнца.

Тогда окончательно имеем при $r \leq R$

$$v_\tau(r) = \sqrt{\frac{c}{k} \frac{W_C}{3\pi T_C R_C}} \quad (24)$$

и при $r > R$

$$v_{\tau}(r) = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{c W_C R_C}{k 3\pi T_C}}. \quad (25)$$

Подстановка указанных выше параметров излучения дает оценку интенсивности флуктуаций физического времени внутри Солнца

$$v_{\tau} = 1,48 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}, \quad (26)$$

и при подстановке в формулу (25) расстояния r , равного расстоянию от Солнца до Земли: $r = 1,5 \cdot 10^{11}$ м, имеем оценку интенсивности флуктуаций времени на орбите Земли вокруг Солнца

$$v_{\tau} = 6,87 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}. \quad (27)$$

Предположение, что производство энтропии вследствие необратимых процессов происходит только на поверхности Солнца является только первым приближением. В действительности производство энтропии происходит и во внутренних объемах Солнца при протекании термоядерных реакций и переноса излучения к внешней поверхности. Для учета указанных факторов рассмотрим более сложную модель, предполагающую, что решение уравнения (12) при $r < R$ имеет вид степенной функции

$$v_{\tau}(r) = A - Br^n, \quad (28)$$

где A и B - постоянные величины, n - целое число. Подстановка решения (28) в уравнение (12) позволяет рассчитать выражение для плотности производства энтропии

$$\rho_S(r) = n(n+1) \frac{k}{c} (A - Br^n) Br^{n-2}. \quad (29)$$

Условие не отрицательности значения плотности производства энтропии: $\rho_S(r) \geq 0$, позволяет сформулировать требование

$$A \geq BR^n. \quad (30)$$

Далее будем считать, что суммарное производство энтропии P_S определяется производством энтропии внутри сферы

$$P_S = \int_0^R \rho_S(r) 4\pi r^2 dr. \quad (31)$$

Подстановка выражения (29) в формулу (31) дает:

$$P_S = 4\pi n(n+1) \frac{k}{c} \left(\frac{A}{n+1} - \frac{B}{2n+1} R^n \right) BR^{n+1}. \quad (32)$$

Выражение (32) можно преобразовать к виду:

$$B^2 - \frac{(2n+1)A}{(n+1)R^n} B + \frac{P_S c(2n+1)}{4\pi k n(n+1)R^{2n+1}} = 0. \quad (33)$$

Решение алгебраического уравнения (33) дает

$$B = \frac{(2n+1)A}{2(n+1)R^n} \pm \sqrt{\left(\frac{(2n+1)A}{2(n+1)R^n}\right)^2 - \frac{P_S c(2n+1)}{4\pi k n(n+1)R^{2n+1}}}. \quad (34)$$

Требование не отрицательности декремента под корнем формулы (34) позволяет записать условие для постоянной A

$$A \geq \sqrt{\frac{4(n+1)}{n(2n+1)} \frac{cP_S}{4\pi k R}} \quad (35)$$

и, далее, с учетом формулы (34), получим выражение для постоянной B

$$B \geq \sqrt{\frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{cP_S}{4\pi k R^{2n+1}}}. \quad (36)$$

Подстановка выражений (35) и (36) в неравенство (30) позволяет убедиться в его справедливости.

Если считать, что постоянные A и B имеют минимальные значения, допускаемые формулами (35) и (36), то выражение (28) для интенсивности флуктуаций физического времени внутри сферы ($r < R$) принимает вид

$$v_\tau(r) = \left[\sqrt{\frac{4(n+1)}{2n+1}} - \sqrt{\frac{2n+1}{n+1}} \frac{r^n}{R^n} \right] \sqrt{\frac{cP_S}{4\pi k n R}}, \quad (37)$$

а формула для расчета производства энтропии (29) соответственно форму

$$\rho_S(r) = \frac{P_S}{4\pi} \frac{r^{n-2}}{R^{n+1}} \left(2(n+1) - (2n+1) \frac{r^n}{R^n} \right). \quad (38)$$

При $r = R$ имеем

$$v_\tau(R) = \frac{1}{\sqrt{n(n+1)(2n+1)}} \sqrt{\frac{cP_S}{4\pi k R}}, \quad (39)$$

$$\rho_S(R) = \frac{P_S}{4\pi R^3}. \quad (40)$$

Вне сферы при $r > R$ решение уравнения (12) приобретает вид

$$v_{\tau}(r) = \frac{1}{\sqrt{n(n+1)(2n+1)}} \frac{1}{r} \sqrt{\frac{cP_S R}{4\pi k}}. \quad (41)$$

Таким образом, решения (37) и (41) могут существенно отличаться от вида функций (17) и (19) в зависимости от распределения плотности производства энтропии $\rho_S(r)$ внутри сферы.

На рис. 2 приведены зависимости плотности производства энтропии $\rho_S(r)$, построенные по формуле (38) для различных значений n : $n = 5; 10; 15$. В качестве величина ρ_0 принято следующее значение

$$\rho_0 = \frac{P_S}{4\pi R^3}. \quad (42)$$

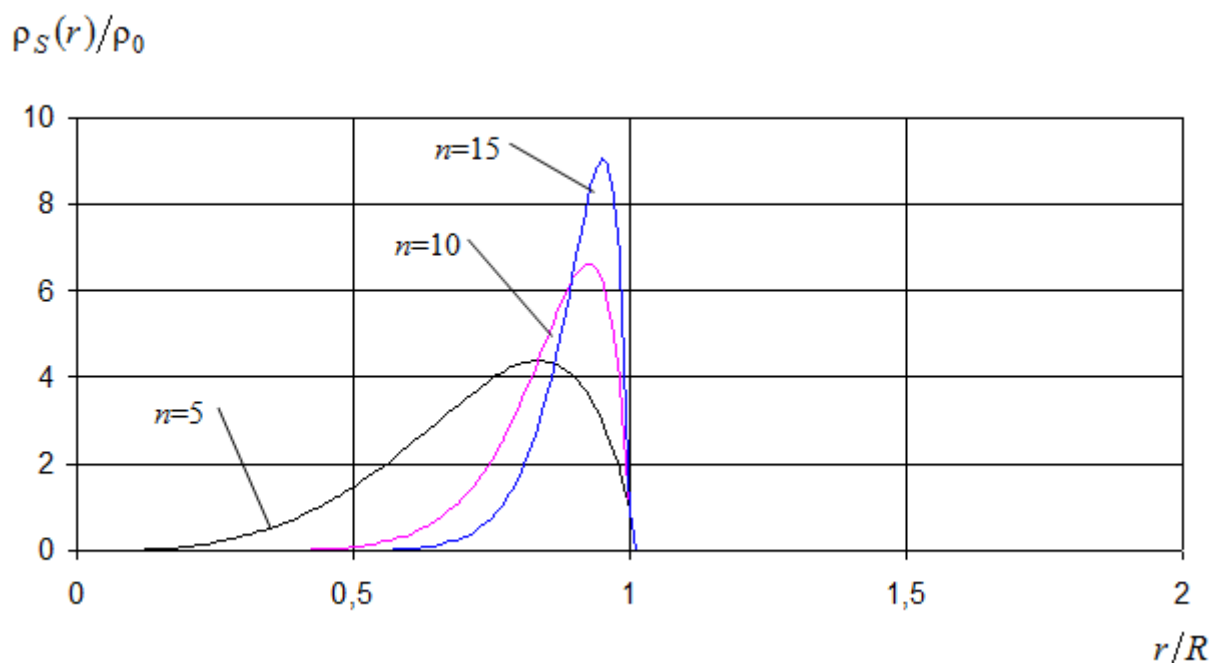


Рис. 2. Зависимость плотности производства энтропии от расстояния до центра сферы

Рис. 3 иллюстрирует зависимость интенсивности флуктуаций физического времени $v_{\tau}(r)$ для тех же значений величины n , построенную по формулам (37) и (41). Здесь в качестве величины v_0 принята следующая зависимость

$$v_0 = \sqrt{\frac{c}{k} \frac{P_S}{4\pi R}}. \quad (43)$$

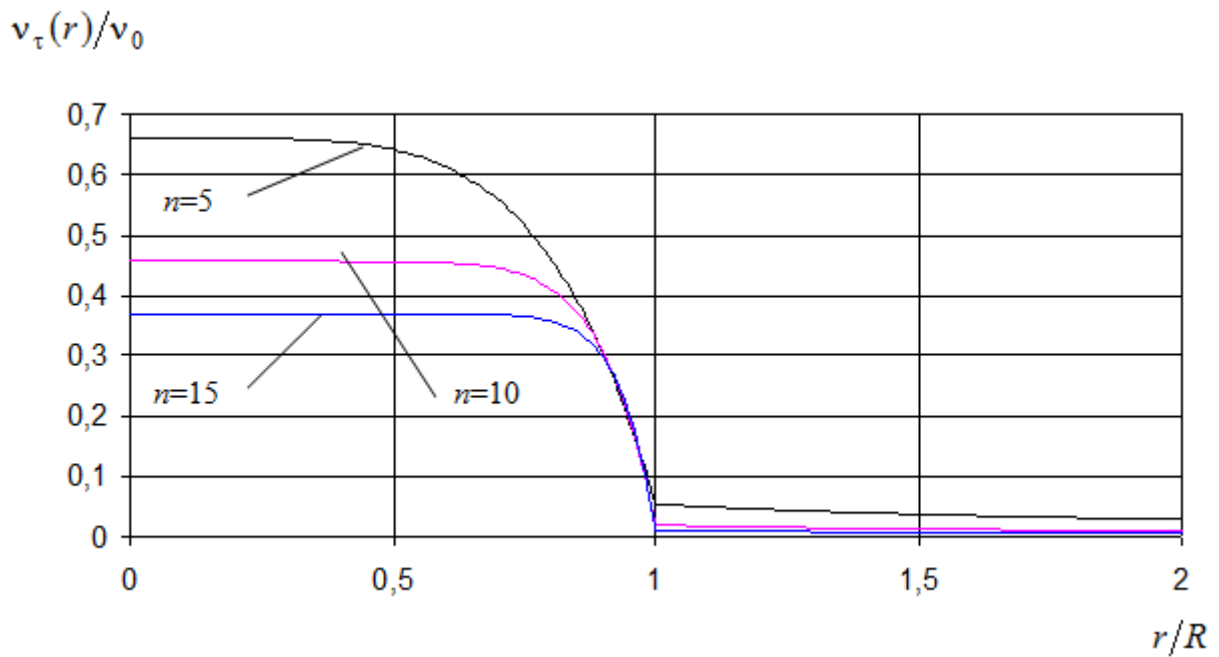


Рис. 3. Зависимость интенсивности флуктуаций физического времени от расстояния до центра сферы

Из рис. 2 и 3 следует, что наблюдается существенная зависимость интенсивности флуктуаций физического времени вне сферы от характера распределения плотности производства энтропии внутри неё.

Применительно к расчету интенсивности флуктуаций физического времени, вызванных излучением Солнца, суммарное производство энтропии P_S можно вычислить по формуле [29]

$$P_S = \frac{4}{3} \frac{W_C}{T_C}. \quad (44)$$

Тогда выражение (41) приобретает вид

$$v_\tau(R) = \frac{\chi}{r} \sqrt{\frac{c W_C R_C}{k 3\pi T_C}}, \quad (45)$$

где для рассматриваемого случая коэффициент χ равен

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{n(n+1)(2n+1)}}. \quad (46)$$

В общем случае значение коэффициента χ лежит в диапазоне: $0 \leq \chi \leq 1$, в зависимости вида функции $\rho_S(r)$.

Точное выражение для интенсивности флуктуаций физического времени $v_\tau(r)$ может быть вычислено с помощью уравнения (12) при известном распределении плотности производства энтропии $\rho_S(r)$ внутри Солнца.

Расчет интенсивности флуктуаций физического времени вследствие теплового излучения Земли

Рассчитаем интенсивность флуктуаций физического времени для случая, когда излучающая тепловое излучение сфера находится в пространстве с некоторым значением интенсивности $v_{\tau 0}$ флуктуаций физического времени, которое создается внешними процессами. Такой случай наблюдается при расчете интенсивности $v_{\tau}(r)$ флуктуаций физического времени, создаваемой тепловым излучением Земли, находящегося под внешним воздействием Солнца, которое характеризуется интенсивностью $v_{\tau 0}$.

Тогда решение уравнения (16) внутри сферы необходимо записать в виде

$$v_{\tau}(r) = C_1 + v_{\tau 0}, \quad (47)$$

а вне сферы в форме

$$v_{\tau}(r) = \frac{C_2}{r} + v_{\tau 0}, \quad (48)$$

при этом соотношение между константами C_1 и C_2 сохраняет вид (20).

Подстановка решений (47) и (48) в уравнение (16) позволяет получить выражение

$$(C_1 + v_{\tau 0}) \left(-\frac{C_2}{R^2} \right) = -\frac{c}{k} \sigma_S \quad (49)$$

или в виде алгебраического уравнения

$$C_1^2 + v_{\tau 0} C_1 - \frac{c}{k} R \sigma_S = 0. \quad (50)$$

Решение уравнения (50) имеет вид

$$C_1 = -\frac{v_{\tau 0}}{2} \pm \sqrt{\frac{v_{\tau 0}^2}{4} + \frac{c}{k} R \sigma_S}, \quad (51)$$

причем физический смысл имеет только решение с плюсом перед корнем в формуле (51).

Тогда окончательно на поверхности Земли будем иметь следующую интенсивность v_{τ} флуктуаций времени

$$v_{\tau} = \frac{v_{\tau 0}}{2} + \sqrt{\frac{v_{\tau 0}^2}{4} + \frac{c}{k} R_3 \sigma_S}, \quad (52)$$

где в первом приближении $v_{\tau 0} = 6,87 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$; $R_3 = 6,4 \cdot 10^6 \text{ м}$ – радиус Земли, а поверхностная плотность производства энтропии вследствие переизлучения Землей солнечного света вычисляется по формуле [29]

$$\sigma_S = \frac{4}{3} \left(\frac{w_3}{T_3} - \frac{w_C}{T_C} \cos \gamma \right), \quad (53)$$

где: $w_3 = \sigma T_3^4$ – мощность теплового излучения Земли с одного квадратного метра, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2\text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана, $T_3 = 254 \text{ К}$ – средняя температура излучения Земли, $w_C = 1368 \text{ Вт/м}^2$ – интенсивность падающего на Землю солнеч-

ного излучения, $T_C = 5778$ К - температура солнечной радиации в окрестностях Земли, γ - угол падения солнечных лучей на поверхность Земли, который зависит от времени года и суток.

Подстановка формулы (53) в выражение (52) позволяет оценить среднюю интенсивность ν_τ флуктуаций физического времени на поверхности Земли

$$\nu_\tau = 7,09 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}. \quad (54)$$

Полученное значение интенсивности флуктуаций физического времени может быть экспериментально проверено [23].

Результаты долговременных измерений вариаций меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках

В работах [18-23] приведены результаты измерений меры Кульбака флуктуаций напряжения на двух независимых электролитических ячейках. Эксперименты проводились в течение четырех лет с 2011 по 2015 год. Общая продолжительность экспериментов составила 1295 суток.

В работах [10, 18, 30] дается подробное описание использованных электролитических ячеек и их характеристик. В частности, объем электролита, флуктуации напряжения на котором регистрировались, составлял 10^{-14} м^3 , а число ионов в указанном объеме электролита было примерно равно 10^{10} . По полученным в течение одной минуты значениям флуктуаций напряжения U_i вычислялись дисперсии D_1 , D_2 и меры Кульбака H_1 , H_2 для двух экспериментальных установок по формулам из работы [18].

Мера Кульбака выбрана в качестве основного параметра, характеризующего флуктуации напряжения на электролитических ячейках, так как именно эта мера наиболее адекватно описывает отличие состояние системы от равновесного [31-34]. В нашем случае эта мера дает количественный параметр, характеризующий отличие функции распределения флуктуаций напряжения на электролитической ячейке от распределения Гаусса [18].

Для проведения сравнения с метеорологическими факторами и проведения коррекции на температуру установок выполнялись измерения значения температуры воздуха T_1 на улице в непосредственной близости от экспериментальных установок и температуры T_2 внутри пассивного термостата, где размещались установки.

Полученные экспериментальные значения дисперсий флуктуаций напряжения на электролитических ячейках (D_1 , D_2), мер Кульбака (H_1 , H_2) и температур (T_1 , T_2) усреднялись и прорежались на периоде времени, равном трем часам. Рассчитанные значения мер Кульбака H_1 , H_2 подвергались коррекции для исключения влияния изменявшихся во время экспериментов значений дисперсий D_1 , D_2 и температуры T_2 электролитических ячеек [21, 23].

Кроме этого, использовались значения следующих метеорологических факторов: температуры приземного слоя воздуха T , температуры точки росы Td , скорости ветра V , относительной влажности воздуха Rh и величины атмосферного давления P , которые

были взяты с сайта «Погода и климат» (www.pogodaiklimat.ru) для метеостанции г. Москвы, расположенной на ВДНХ (индекс WMO: 27612). По методике, изложенной в работах [35, 36], по этим данным рассчитывались абсолютная влажность воздуха R_0 и давление насыщенного водяного пара P_0 .

Указанные выше временные ряды подвергались двум видам фильтрации: полосовой и низкочастотной. При полосовой фильтрации отсекались процессы с периодами менее 24 часов (1 сутки) и более 600 часов (25 суток), а при низкочастотной фильтрации убиралась процессы с периодами менее 240 часов (10 суток) [21, 23].

На рис. 4 представлен график коэффициента корреляции $K(H_1, H_2)$ мер Кульбака H_1 и H_2 для двух независимых экспериментальных установок при полосовой фильтрации. Максимальная величина коэффициента корреляции, рассчитанная по методике работы [37], составляет: $K(H_1, H_2) = 0,327 \pm 0,110$, при практически нулевом сдвиге этих временных рядов. Вероятность наличия указанного значения коэффициента корреляции равна: $p = 0,997$ [38].

$K(H_1, H_2)$

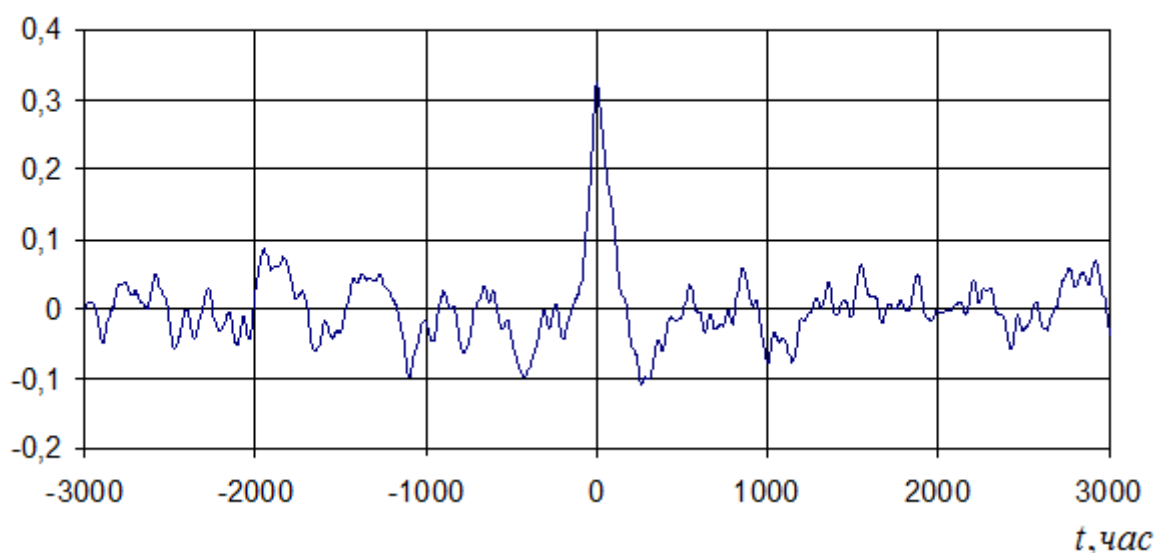


Рис 4. Коэффициент корреляции значений мер Кульбака H_1 и H_2 для двух независимых установок при полосовой фильтрации

В случай низкочастотной фильтрации коэффициент корреляции мер Кульбака H_1 и H_2 для двух независимых установок имеет значение: $K(H_1, H_2) = 0,267 \pm 0,112$; вероятность $p = 0,983$.

В табл. 1 приведены значения коэффициентов корреляции, отношения сигнал/шум, вероятности и время запаздывания для коэффициентов корреляций средней величины меры Кульбака

$$H_{1,2} = (H_1 + H_2)/2 \quad (55)$$

и метеорологических факторов, оказывающих наибольшее влияние: Rh , T_1 , T , Td и Ro . Указанные коэффициенты приведены для случая полосовой фильтрации.

Таблица 1 Коэффициенты корреляции, отношения сигнал/шум, вероятности и время запаздывания корреляций

Коэффициенты корреляции	Значение корреляции	Отношение сигнал/шум	Вероятность наличия корреляции	Опережение (запаздывание), час
$K(H_{1,2}, Rh)$	$-0,215 \pm 0,064$	3,3	0,9991	-33
$K(H_{1,2}, T_1)$	$-0,220 \pm 0,062$	3,5	0,9995	-18
$K(H_{1,2}, T)$	$-0,252 \pm 0,062$	4,1	0,99996	-30
$K(H_{1,2}, Td)$	$-0,340 \pm 0,075$	4,5	0,999994	-30
$K(H_{1,2}, Ro)$	$-0,372 \pm 0,073$	5,1	$>0,999999$	-30

Коэффициент корреляции меры Кульбака $H_{1,2}$ с давлением насыщенного пара Ro в таблице не приводится, так как он практически совпадает с коэффициентом корреляции для абсолютной влажности воздуха Ro .

На рис. 5 приведен график, иллюстрирующий корреляционную функцию среднего значения мер Кульбака $H_{1,2}$ с наиболее значимым метеорологическим фактором – абсолютной влажностью воздуха Ro .

$$K(H_{1,2}, Ro)$$

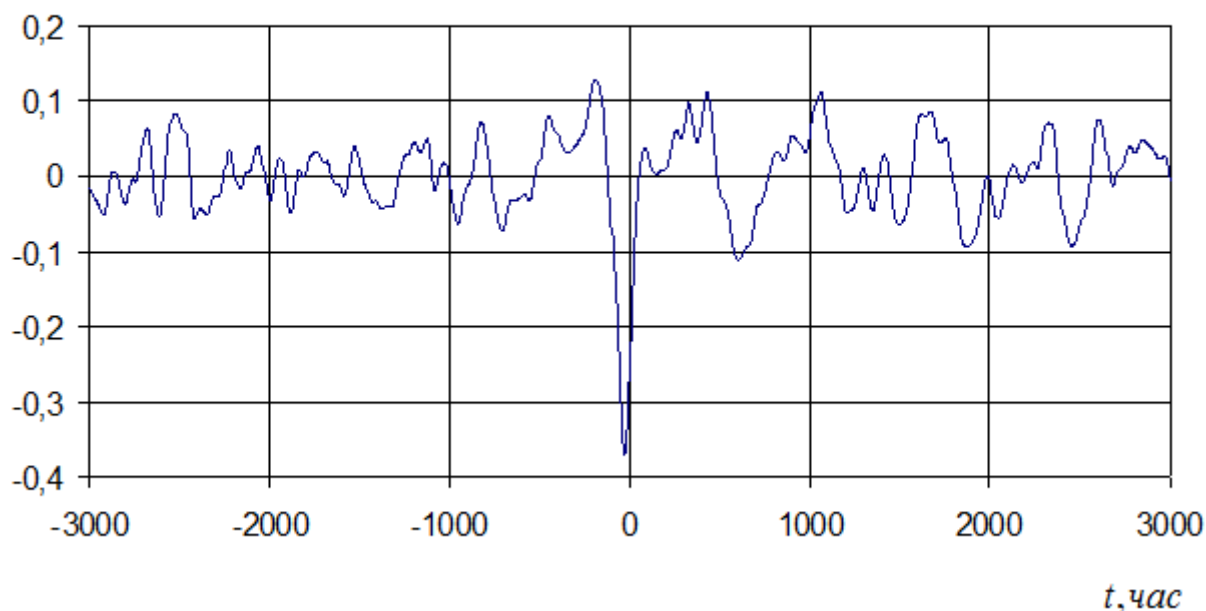


Рис 5. Коэффициент корреляции среднего значения меры Кульбака $H_{1,2}$ и вариаций абсолютной влажности воздуха Ro

На приведенном графике хорошо просматривается наличие отрицательной корреляции среднего значения меры Кульбака $H_{1,2}$ и вариаций абсолютной влажности воздуха Ro при запаздывании по времени на величину около 30 часов.

В табл. 2 приведены коэффициенты корреляции (и их средние квадратичные отклонения) для двух установок, рассчитанные при использовании полосовой фильтрации вариаций меры Кульбака и метеорологических факторов (верхние значения в соответствующих ячейках таблицы) и при низкочастотной фильтрации этих величин (нижние значения в соответствующих ячейках таблицы). Как следует из этой таблицы, коэффициенты корреляции при полосовой фильтрации для двух независимых экспериментальных установок близки между собой, в отличие от случая низкочастотной фильтрации.

Таблица 2 Коэффициенты корреляции значений мер Кульбака и метеорологических факторов

Коэффициенты корреляции	Установка № 1	Установка № 2
$K(H_k, T)$	-0,252±0,060	-0,182±0,054
	-0,206±0,113	-0,844±0,062
$K(H_k, Td)$	-0,276±0,073	-0,246±0,055
	-0,201±0,113	-0,873±0,057
$K(H_k, Ro)$	-0,288±0,070	-0,297±0,057
	-0,151±0,115	-0,852±0,061

Из этой таблицы следует, что при низкочастотной фильтрации сигналов наибольшая корреляция наблюдается для второй экспериментальной установки для коэффициента $K(H_2, Td)$. При указанной фильтрации значения коэффициентов корреляции для первой экспериментальной установки существенно менее значимы, что связано с более высоким уровнем низкочастотного шума, наблюдавшегося в экспериментальных результатах, полученных на этой установке.

Расчет меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках в зависимости от интенсивности флуктуаций физического времени

В работах [39, 40] получена зависимость меры Кульбака для флуктуаций напряжения на электролитических ячейках H от интенсивности флуктуаций физического времени v_τ

$$H = \frac{3}{16} \frac{\beta}{v_\tau N}, \quad (56)$$

где β - верхняя частота флуктуаций напряжения, снимаемого с электролитической ячейке, N - количество ионов в малом объеме электролита.

Как следует из этого выражения, мера Кульбака обратно пропорциональна интенсивности флуктуаций физического времени ν_τ и количества ионов N в малом объеме электролита.

Проведем термодинамический расчет вариаций меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитической ячейке. Для этого воспользуемся следующим уравнением

$$dH = -\nu_\tau H dt + dW_\tau(t), \quad (57)$$

где характеристическую функцию пуассоновского процесса $W_\tau(t)$ можно записать в виде

$$g_\tau(\mu_\tau, t) = \exp[(\exp(iD_\tau \mu_\tau) - 1)\nu_\tau t]. \quad (58)$$

Здесь введено обозначение

$$D_\tau = \frac{mc^2}{\hbar N}, \quad (59)$$

где: m - масса иона, \hbar - постоянная Планка.

Характеристическая функция меры Кульбака с учетом уравнения (57) имеет вид [30]

$$g(\lambda_H; t) = \exp\left\{ \nu_\tau \int_{-\infty}^t [\exp(iD_\tau G(t, \tau)\lambda_H) - 1] d\tau \right\}, \quad (60)$$

где

$$G(t, \tau) = \exp[-\nu_\tau(t - \tau)]. \quad (61)$$

Подстановка формулы (61) выражение (60) позволяет определить первый момент меры Кульбака:

$$\langle H \rangle = \frac{\partial g(\lambda_H)}{i \partial \lambda_H} \Big|_{\lambda_H=0} = \frac{D_\tau}{\nu_\tau}. \quad (62)$$

Вычисление по формуле (59) коэффициента D_τ при характерной массе иона в дистиллированной воде $m = 3,2 \cdot 10^{-26}$ кг и количестве ионов $N = 10^{10}$, дает следующее значение коэффициента D_τ :

$$D_\tau = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}. \quad (63)$$

Подстановка этого значения в формулу (62) с учетом оценки интенсивности флуктуаций физического времени (54) позволяет вычислить примерную величину меры Кульбака: $\langle H \rangle = 3,8 \cdot 10^{-5}$.

Расчет производства энтропии при тепловом излучении Земли

Будем исходить из модели, предполагающей, что солнечное излучение нагревает поверхность Земли и, далее, за счет теплопередачи происходит перенос теплоты в верхние

слои атмосферы со следующим тепловым излучением в космическое пространство. Тогда простейшая модель описанного выше процесса может быть представлена в виде следующего дифференциального уравнения

$$\frac{dT_3}{dt} + \alpha T_3 = \alpha(T - \eta w_3), \quad (64)$$

где T_3 - температура теплового излучения Земли, α - коэффициент, характеризующий процесс теплопередачи от поверхности Земли до верхних слоев атмосферы, T - температура поверхности Земли, которую в первом приближении можно считать равной температуре воздуха у поверхности Земли, $w_3 = \sigma T_3^4$ - плотность потока теплового излучения Земли, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴) - постоянная Стефана-Больцмана, а коэффициент η определяется условием теплового равновесия: средняя плотность излучения, падающей от Солнца на поверхности Земли $\langle w_C \cos \gamma \rangle$, равна средней плотности теплового излучения Земли $\langle w_3 \rangle$:

$$\langle w_C \cos \gamma \rangle \cong \langle w_3 \rangle. \quad (65)$$

При расчетах принимались следующие значения коэффициентов

$$\alpha = 1,17 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}, \quad (66)$$

$$\eta = 7,9 \cdot 10^{-2} \text{ К/Вт}. \quad (67)$$

Тогда расчет плотности производства энтропии будет осуществляться по формуле (53), в которую в качестве значения температуры теплового излучения Земли T_3 подставляется выражение, полученное после решения уравнения (64).

Результаты моделирования вариаций меры Кульбака

При расчете меры Кульбака будем использовать следующую, полученную выше, систему уравнений:

$$v_{\tau 0}(r) = \frac{\chi}{r} \sqrt{\frac{c W_C R_C}{k 3\pi T_C}}, \quad (68)$$

$$\frac{dT_3}{dt} + \alpha T_3 = \alpha(T - \eta w_3), \quad (69)$$

$$\sigma_S = \frac{4}{3} \left(\frac{w_3}{T_3} - \frac{w_C}{T_C} \cos \gamma \right), \quad (70)$$

$$v_\tau = \frac{v_{\tau 0}}{2} + \sqrt{\frac{v_{\tau 0}^2}{4} + \frac{c}{k} R_3 \sigma_S}, \quad (71)$$

$$\langle H \rangle = \frac{D_\tau}{v_\tau}, \quad (72)$$

где

$$w_3 = \sigma T_3^4, \quad (73)$$

$$D_\tau = \frac{mc^2}{\hbar N}. \quad (74)$$

Величину χ принимаем равной 0,41: $\chi = 0,41$.

В табл. 3 приведены значения коэффициентов корреляции экспериментально полученных вариаций мер Кульбака H_1 и H_2 для двух независимых установок и теоретически рассчитанных по формулам (68)-(74) значений меры Кульбака $\langle H \rangle$. Отметим, что сдвиг по времени между рассчитанными значениями вариаций меры Кульбака $\langle H \rangle$ и экспериментальными значениями H_1 и H_2 практически равен нулю, что указывает на непосредственное влияние изменений плотности производства энтропии при преобразовании солнечного излучения в тепловое излучение Земли.

Таблица 3 Коэффициенты корреляции экспериментальных и теоретических значений мер Кульбака

Коэффициенты корреляции	Установка № 1	Установка № 2
$K(H_k, \langle H \rangle)$	0,301±0,110	0,505±0,100
	0,212±0,113	0,843±0,063

В этой таблице коэффициенты корреляции для двух установок, рассчитанные при использовании полосовой фильтрации указаны в верхних ячейках, а при низкочастотной фильтрации – соответственно в нижних.

Коэффициент корреляции среднего значения меры Кульбака $H_{1,2}$ (см. формулу (55)) и его теоретического значения $\langle H \rangle$ при полосовой фильтрации имеет величину

$$K(H_{1,2}, \langle H \rangle) = 0,480 \pm 0,102 ; p = 0,999997, \quad (75)$$

а при низкочастотной фильтрации соответственно равен

$$K(H_{1,2}, \langle H \rangle) = 0,647 \pm 0,089 ; p > 0,999999. \quad (76)$$

Приведенный на рис. 6 график иллюстрирует корреляционную функцию среднего значения меры Кульбака $H_{1,2}$ и теоретически рассчитанного значения меры Кульбака $\langle H \rangle$ при полосовой фильтрации. Как видно из этого рисунка наблюдается корреляция указанных величин при практически нулевом временном сдвиге.

$$K(H_{1,2}, \langle H \rangle)$$

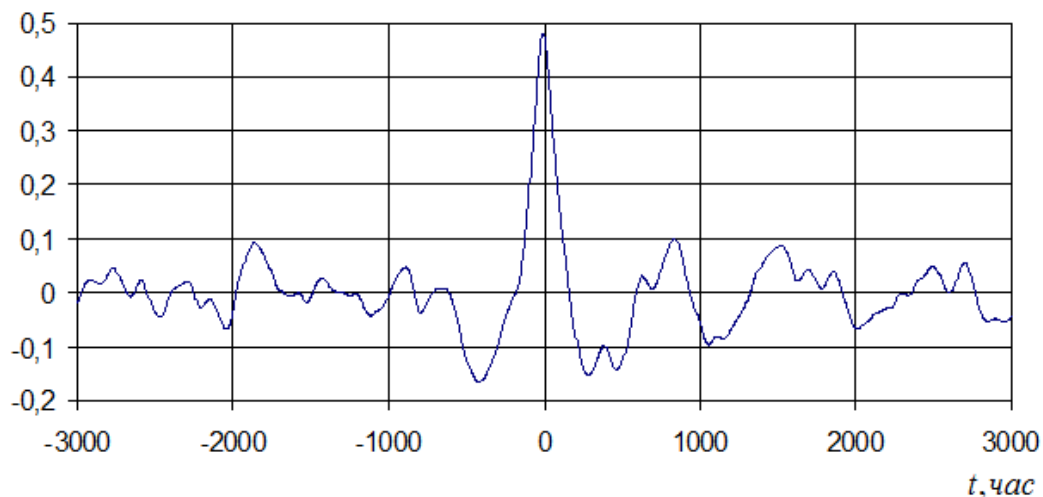


Рис 6. Коэффициент корреляции среднего значения меры Кульбака $H_{1,2}$ и расчетного значения этой меры $\langle H \rangle$ при полосовой фильтрации

На рис. 7 приведено сопоставление экспериментального графика зависимости меры Кульбака H_2 от времени для второй установки и аналогичного графика для расчетных значений меры Кульбака $\langle H \rangle$ (периода измерений с 20 марта 2011 года по 8 апреля 2015 года). Графики приведены для случая низкочастотной фильтрации. На приведенных графиках хорошо видна явная корреляция меры Кульбака H_2 и расчетных значений этой меры $\langle H \rangle$ в рамках модели производства энтропии при преобразовании солнечного излучения в тепловое излучение Земли.

$$H_2, \langle H \rangle$$

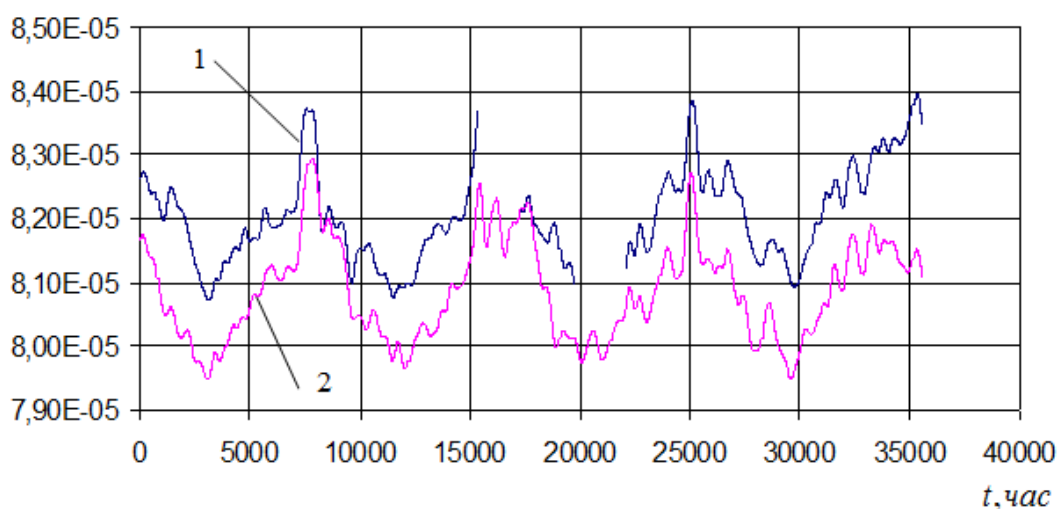


Рис. 7. Графики зависимости мер Кульбака H_2 (кривая 1) и расчетной зависимости этой меры $\langle H \rangle$ (кривая 2)

$$K(H_2, \langle H \rangle)$$

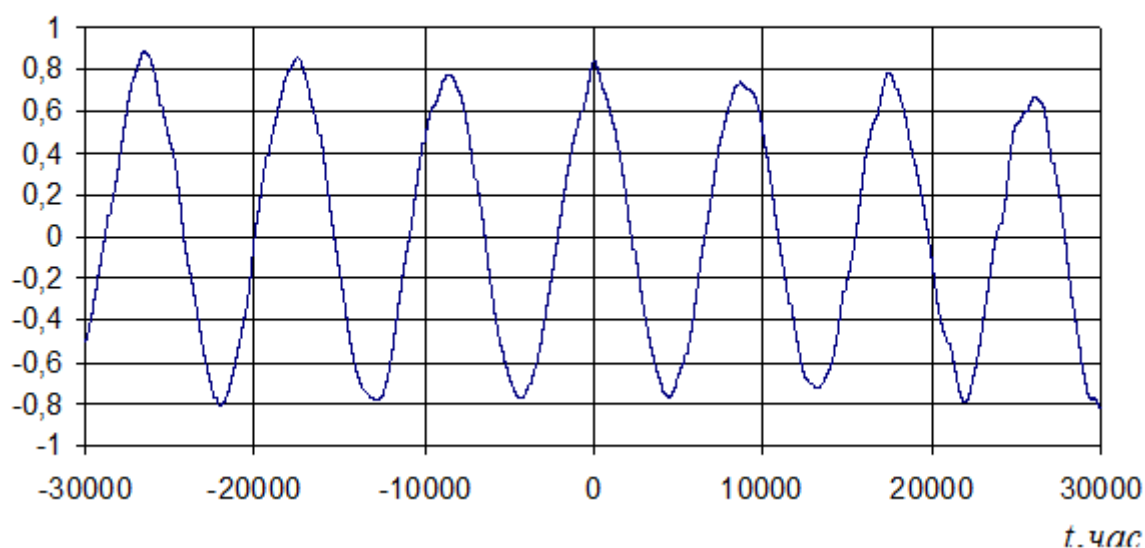


Рис 8. Коэффициент корреляции значений мер Кульбака H_2 и расчетной зависимости этой меры $\langle H \rangle$ при низкочастотной фильтрации

На рис. 8 представлен график коэффициента корреляции $K(H_2, \langle H \rangle)$ экспериментально полученной меры Кульбака H_2 и теоретически рассчитанной меры Кульбака $\langle H \rangle$ для случай низкочастотной фильтрации. Вид этих графиков представлен на рис. 7. Как видно из рис. 8 наблюдается корреляция мер Кульбака H_2 и $\langle H \rangle$ при практически нулевом сдвиге этих временных рядов. При этом взаимная корреляция имеет периодический характер с периодом, равном одному году.

Заключение

Предложенная в работе модель флуктуирующего физического времени, интенсивность флуктуаций которого рассчитывается с помощью уравнения (11) и зависит от производства энтропии происходящими в природе необратимыми процессами, позволила объяснить наблюдаемые в эксперименте вариации меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках. Полученные из теоретических расчетов величины вариаций меры Кульбака $\langle H \rangle$ хорошо качественно и количественно совпадают с экспериментально измеренными значениями мер Кульбака H_1 и H_2 . Для подтверждения полученных результатов сейчас проводятся работы по созданию четырех новых установок для исследования флуктуаций напряжения в малых объемах электролита.

Список литературы

1. Julsgaard B., Kozhekin A., Polzik E.S. Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects // Nature. 2001. Vol. 413. P. 400-403. DOI: [10.1038/35096524](https://doi.org/10.1038/35096524)
2. Xu H., Strauch F.W., Dutta S.K., Johnson P.R., Ramos R.C., Berkley A.J., Paik H., Anderson J.R., Dragt A.J., Lobb C.J., Wellstood F.C. Spectroscopy of three-particle entanglement in a macroscopic superconducting circuit // Physical Review Letters. 2005. Vol. 94. No. 2. P. 027003 - Published 19 January 2005. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.027003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.027003)
3. Dotta B.T., Mulligan B.P., Hunter M.D., Persinger M.A. Evidence of macroscopic quantum entanglement during double quantitative electroencephalographic measurements of friends and strangers // NeuroQuantology. 2009. Vol. 7. No. 4. P. 548-551. DOI: [10.14704/nq.2009.7.4.251](https://doi.org/10.14704/nq.2009.7.4.251)
4. Benatti F., Floreanini R., Piani M. Environment induced entanglement in Markovian dissipative dynamics // Physical Review Letters. 2003. Vol. 91. P. 070402-4. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.070402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.070402)
5. Dur W., Briegel H.-J. Stability of macroscopic entanglement under decoherence // Physical Review Letters. 2004. Vol. 92. P. 1804031-4. DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.180403](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.180403)
6. Коротаев С.М., Морозов А.Н., Сердюк В.О., Сорокин М.О. Проявление макроскопической нелокальности в некоторых естественных диссипативных процессах // Известия Вузов, Физика. 2002. № 5. С. 3-14.
7. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorokhov J.V., Machinin V.A. Experimental study of macroscopic nonlocality of large-scale natural dissipative processes // NeuroQuantology. 2005. Vol. 3. No. 4. P. 275 - 294. DOI: [10.14704/nq.2005.3.4.79](https://doi.org/10.14704/nq.2005.3.4.79)
8. Башаров А.М. Декогеренция и перепутывание при радиационном распаде двухатомной системы // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 6. С. 1249-1260.
9. Jakobczyk L. Entangling two qubits by dissipation // Journal of Physics A: [Mathematical and General](https://doi.org/10.1088/0305-4470/35/30/313). 2002. Vol. 35. No. 30. P. 6383-6391. DOI: [10.1088/0305-4470/35/30/313](https://doi.org/10.1088/0305-4470/35/30/313)
10. Морозов А.Н., Турчанинов С.О. Макроскопические флуктуации коэффициента диффузии и низкочастотные шумы в электролитах // Биофизика. 1992. Т. 37, вып. 4. С. 567-568.
11. Коротаев С.М., Морозов А.Н., Сердюк В.О., Горохов Ю.В., Филиппов Б.П., Мачихин В.А. Экспериментальное исследование опережающих нелокальных корреляций процесса солнечной активности // Известия Вузов. Физика. 2007. № 4. С. 26-33.
12. Коротаев С.М., Буднев Н.М., Сердюк В.О., Горохов Ю.В., Киктенко Е.О., Панфилов А.И. Байкальский эксперимент по наблюдению опережающих нелокальных корреляций крупномасштабных процессов // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. 2014. № 1. С. 35-53.
13. Пригожин И., Кондепуди Д. Современная термодинамика. М.: Мир, 2002. 462 с.

14. Морозов А.Н. Применение теории немарковских процессов при описании броуновского движения // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1996. Т. 109. Вып. 4. С. 1304-1315.
15. Morozov A.N., Skripkin A.V. Spherical particle Brownian motion in viscous medium as non-Markovian random process // Physics Letters A. 2011. Vol. 375. P.4113-4115. DOI: [10.1016/j.physleta.2011.10.001](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.10.001)
16. Морозов А.Н. Описание диффузии и броуновского движения как пуассоновских случайных процессов // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, Сер. Естественные науки. 1999. № 2. С. 85-90.
17. Морозов А.Н., Назолин А.Л. Динамические системы с флуктуирующим временем. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2001. 200 с.
18. Морозов А.Н. Предварительные результаты измерений меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитической ячейке // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. 2011. № 2. С. 16-24.
19. Морозов А.Н. Применение меры Кульбака для оценки долговременных изменений флуктуаций напряжения на электролитической ячейке // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. 2013. № 3. С. 52-61.
20. Морозов А.Н. Зависимость меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках от метеорологических факторов // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 3. С. 47-57. DOI: [10.18698/1812-3368-2015-3-47-57](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2015-3-47-57)
21. Морозов А.Н. Воздействие метеорологических факторов на длиннопериодные вариации меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 4. С. 57-66. DOI: [10.18698/1812-3368-2015-4-57-66](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2015-4-57-66)
22. Глаголев К.В., Морозов А.Н. Применение принципа Ле Шателье - Брауна для интерпретации результатов долговременных измерений флуктуаций напряжения в малых объемах электролита // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журнал. 2015. № 06. С. 1-9. DOI: [10.7463/0615.0778630](https://doi.org/10.7463/0615.0778630)
23. Морозов А.Н. Результаты долговременных измерений флуктуации напряжения на электролитических ячейках // Радиооптика. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электронный журнал. 2015. № 06. С. 62-76. DOI: [10.7463/rdopt.0615.0822705](https://doi.org/10.7463/rdopt.0615.0822705)
24. Гладышев В.О., Морозов А.Н. Описание распространения электромагнитного излучения в четырехмерном пространстве-времени с флуктуирующим метрическим тензором // Известия Вузов, Физика. 2002. № 2. С. 24-27.
25. Кураев А.А. Флуктуации времени и инверсия причинно-следственных связей // Доклады БГУИР. 2011. № 2. С. 115-116.
26. Пугачев В.С., Сеницын И.Н. Стохастические дифференциальные системы. М.: Наука, 1990. 632 с.

27. Бункин Н.Ф., Морозов А.Н. Стохастические системы в физике и технике. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. 366 с.
28. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 536 с.
29. Изаков М.Н. Самоорганизация и информация на планетах и в экосистемах // Успехи физических наук. 1997. Т. 167, № 10. С. 1087-1094.
30. Морозов А.Н. Необратимые процессы и броуновское движение: Физико-технические проблемы. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997. 332 с.
31. Kullback S., Leibler R.A. On information and sufficiency // The Annals of Mathematical Statistics. 1951. Vol. 22. P. 79-86. DOI: [10.1214/aoms/1177729694](https://doi.org/10.1214/aoms/1177729694)
32. Кульбак С. Теория информации и статистика. М.: Наука, 1967. 408 с.
33. Зарипов Р.Г. Новые меры и методы в теории информации. Казань: Изд-во Казан. гос. тех. ун-та, 2005. 364 с.
34. Климонтович Ю.Л. Турбулентное движение и структура хаоса: Новый подход к статистической теории открытых систем. М.: Наука, 1990. 320 с.
35. Sonntag D. Advancements in the field of hygrometry // Meteorologische Zeitschrift. 1994. Vol. 3. No. 2. P. 51-66.
36. Murphy D.M., Koop T. Review of the vapor pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2005. Vol. 131. P. 1539-1565. DOI: [10.1256/qj.04.94](https://doi.org/10.1256/qj.04.94)
37. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. М.: Мир, 1983. Т. 1. 312 с.
38. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977. 344 с.
39. Морозов А.Н. Стационарные распределения флуктуаций скорости броуновской частицы в среде с флуктуирующим коэффициентом вязкого трения // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, Сер. Естественные науки. 2014. № 3. С. 26-38.
40. Морозов А.Н. Описание флуктуаций скорости броуновской частицы при воздействии пуассоновского случайного процесса // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана, Сер. Естественные науки. 2016. № 1. С. 27-35. DOI: [10.18698/1812-3368-2016-1-27-35](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2016-1-27-35)

Theoretical and Experimental Research of Physical Time Fluctuations

A.N. Morozov^{1,*}

[*amor59@mail.ru](mailto:amor59@mail.ru)

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: fluctuations of physical time, irreversible processes, entropy production, electrolytic cell, Kullback's measure

The article proposes a model of physical time based on the assumption that time is a Poisson random process with an intensity that depends on irreversible processes occurring in nature. At the same time, the intensity of fluctuations of physical time increases with the increase of entropy production in natural irreversible processes. In order to calculate the intensity of fluctuations of physical time, a mathematical model was developed allowing quantification of the intensity depending on the production of entropy in irreversible processes. The intensity of physical time fluctuations determined by the production of entropy by irreversible processes on the Sun and the conversion process of solar radiation into thermal radiation of the Earth was calculated. The article demonstrates the results of comparing records of Kullback's measures of voltage fluctuations in small volumes of electrolyte in two independent electrolytic cells and external natural irreversible processes. The experiments were carried out over four years from 2011 to 2015. The presence of a cross-correlation of Kullback's measures for two independent units has been determined. Based on the analysis of the results of the experiments, the effect of various external meteorological processes on the variations of Kullback's measure of voltage fluctuations in electrolytic cells was determined. The calculated coefficients of correlation of Kullback's measurements of voltage fluctuations with meteorological factors showed that the greatest impact was made by variations of temperature in the surface layer, the temperature of saturated vapour, the absolute humidity and the saturated vapour pressure. In accordance with the meteorological parameters, the surface density of entropy production in the conversion of solar radiation into thermal radiation of the Earth was calculated. Based on the proposed phenomenological model, variations of the Kullback's measure of voltage fluctuations in electrolytic cells were calculated, and good quantitative correlation of the calculated and experimental dependences was demonstrated. As the main hypothesis explaining the experimentally observed effects, a model of change in the intensity of fluctuations of physical time under the influence of entropy in irreversible natural processes occurring in the Earth's thermal radiation was proposed.

References

1. Julsgaard B., Kozhelkin A., Polsik E.S. Experimental long lived entanglement of two macroscopic objects. *Nature*, 2001, vol.413, pp.400-403. DOI: [10.1038/35096524](https://doi.org/10.1038/35096524)
2. Xu H., Strauch F.W., Dutta S.K., Johnson P.R., Ramos R.C., Berkley A.J., Paik H., Anderson J.R., Dragt A.J., Lobb C.J., Wellstood F.C. Spectroscopy of three-particle entanglement in a macroscopic superconducting circuit. *Physical Review Letters*, 2005, vol.94, no.2, pp.024003-1-4. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.027003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.027003)
3. Dotta B.T., Mulligan B.P., Hunter M.D., Persinger M.A. Evidence of macroscopic quantum entanglement during double quantitative electroencephalographic measurements of friends and strangers. *NeuroQuantology*, 2009, vol.7, no.4, pp.548-551. DOI: [10.14704/nq.2009.7.4.251](https://doi.org/10.14704/nq.2009.7.4.251)
4. Benatti F., Floreanini R., Piani M. Environment induced entanglement in Markovian dissipative dynamics. *Physical Review Letters*, 2003, vol.91, pp.070402-4. DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.070402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.070402)
5. Dur W., Briegel H.-J. Stability of macroscopic entanglement under decoherence. *Physical Review Letters*, 2004, vol.92, pp.1804031-4. DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.180403](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.180403)
6. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Sorokin M.O. Manifestation of the Macroscopic Nonlocality in Some Natural Dissipation Processes. *Izvestiya VUZov. Fizika*, 2002, no.5, pp.3-14. (in Russian). (English version of journal: *Russian Physics Journal*, 2002, vol. 45, no.5, pp.431-444. DOI: [10.1023/A:1021091202468](https://doi.org/10.1023/A:1021091202468))
7. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorokhov J.V., Machinin V.A. Experimental study of macroscopic nonlocality of large-scale natural dissipative processes. *NeuroQuantology*, 2005, vol. 3, no.4, pp.275-294. DOI: [10.14704/nq.2005.3.4.79](https://doi.org/10.14704/nq.2005.3.4.79)
8. Basharov A.M. Decoherence and entanglement in radiative decay of a diatomic system. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2002, vol.121, no.6, pp.1249-1260. (English version of journal: *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 2002; vol. 94, no.6, pp.1070-1079. DOI: [10.1134/1.1493157](https://doi.org/10.1134/1.1493157))
9. Jakobczyk L. Entangling two qubits by dissipation. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 2002, vol.35, no.30, pp.6383-6391. DOI: [10.1088/0305-4470/35/30/313](https://doi.org/10.1088/0305-4470/35/30/313)
10. Morozov A.N., Turchaninov S.O. Macroscopic fluctuations in the diffusion coefficient and low frequency noise in electrolytes. *Biofizika*, 1992, vol.37, no.4, pp. 567-568. (in Russian).
11. Korotaev S.M., Morozov A.N., Serdyuk V.O., Gorokhov J.V., Fillippov B.P., Machinin V.A. Experimental study of advanced nonlocal correlations of the process of solar activity. *Izvestiya VUZov. Fizika*, 2007, no.4, pp.26-33. (in Russian). (English version of journal: *Russian Physics Journal*, 2007, vol.50, no.4, pp.333-341. DOI: [10.1007/s11182-007-0046-z](https://doi.org/10.1007/s11182-007-0046-z))
12. Korotaev S.M., Budnev N.M., Serdyuk V.O., Gorokhov Yu.V., Kiktenko Ye.O., Panfilov A.I. The Baikal experiment regarding the observations of leading nonlocal correlations of

- large-scale processes. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2014, no.1, pp.35-53. (in Russian).
13. Kondepudi D., Prigogine I. *Modern Thermodynamics. From Heat Engines to Dissipative Structures*. John Wiley & Sons, 1998. 506 p. (Russ. Ed: *Sovremennaya termodinamika. Ot teplovykh dvigatelei do dissipativnykh struktur*. Moscow, Mir Publ., 2002. 462 p.).
 14. Morozov A.N. Use of the theory of non-Markovian processes in the description of Brownian motion. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1996, vol.109, no.4, pp.1304-1315. (English version of journal: *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1996, vol.82, no.4, pp.703-708).
 15. Morozov A.N., Skripkin A.V. Spherical particle Brownian motion in viscous medium as non-Markovian random process. *Physics Letters A*, 2011, vol. 375, no.46, pp.4113-4115. DOI: [10.1016/j.physleta.2011.10.001](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.10.001)
 16. Morozov A.N. Description of diffusion and Brownian motion as accidental Poisson processes. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 1999, no.2, pp.85-90. (in Russian).
 17. Morozov A.N., Nazolin A.L. *Dinamicheskie sistemy s flyktuiruischem vremenem* [Dynamic systems with fluctuating time]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2001. 200 p. (in Russian).
 18. Morozov A.N. Preliminary results of recording the Kullback measure of voltage fluctuations on electrolytic cell. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2011, no.2, pp.16-24. (in Russian).
 19. Morozov A.N. Application of the Kullback measure for estimation of long-term variations in voltage fluctuations on the electrolytic cell. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2013, no.3, pp.52-61. (in Russian).
 20. Morozov A.N. The dependance of Kullbach's measures of electric strength fluctuation of electrolyte cells on meteorological factors. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2015, no.3, pp.47-57. (in Russian). DOI: [10.18698/1812-3368-2015-3-47-57](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2015-3-47-57)
 21. Morozov A.N. The influence of meteorological factors on the long-period variation of the Kullback measure of voltage fluctuations on the electrolytic cells. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana, Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2015, no.4, pp.57-66. (in Russian). DOI: [10.18698/1812-3368-2015-4-57-66](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2015-4-57-66)
 22. Glagolev K.V., Morozov A.N. The application of Le Chatelier – Brown principle for interpretation of the results of the long-lasting fluctuations of the electric strength in minor volumes of electrolytes. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Baumana = Science and Education of the Bauman MSTU*, 2015, no.6, pp.1-9. (in Russian). DOI: [10.7463/0615.0778630](https://doi.org/10.7463/0615.0778630)
 23. Morozov A.N. Results of long-term measuring tension fluctuation on electrolytic cells. *Radiooptika = Radiooptics*, 2015, no.6, pp.62-76. (in Russian). DOI: [10.7463/rdopt.0615.0822705](https://doi.org/10.7463/rdopt.0615.0822705)

24. Morozov A.N., Gladyshev V.O. Description of electromagnetic radiation propagating in a four-dimensional space-time with a fluctuating metric tensor. *Izvestiya VUZov. Fizika*, 2002, no.2, pp.24-27. (English version of journal: *Russian Physics Journal*, 2002, vol.45, no.2, pp.113-117. DOI: [10.1023/A:1019687511471](https://doi.org/10.1023/A:1019687511471))
25. Kuraev A.A. Time fluctuations and inversion of cause and effect relations. *Dokladi BGUIR*, 2011, no.2, pp.115-116. (in Russian).
26. Pugachev V.S., Sinitsyn I.N. *Stokhasticheskie differentsial'nye sistemy* [Stochastic differential systems]. Moscow, Nauka Publ., 1990. 632 p.
27. Bunkin N.F., Morozov A.N. *Stokhasticheskie sistemy v fizike i tekhnike* [Stochastic systems in physics and technology]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2011. 366 p. (in Russian).
28. Landau L.D., Lifshitz E.M. *Teoria polia* [Field theory]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2003. 536 p. (in Russian).
29. Izakov N. Self-organization and information for planets and ecosystems. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 1997, vol.167, no.10, pp.1087-1094. (in Russian). (English version of journal: *Physics-Uspekhi*, 1997, vol.40, no.10, pp.1035-1042. DOI: [10.1070/PU1997v040n10ABEH000291](https://doi.org/10.1070/PU1997v040n10ABEH000291))
30. Morozov A.N. *Neobratimye protsessy i brounovskoe dvizhenie* [Irreversible processes and Brownian motion]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 1997. 332 p. (in Russian).
31. Kullback S., Leibler R.A. On information and sufficiency. *The Annals of Mathematical Statistics*, 1951, vol.22, pp.79-86. DOI: [10.1214/aoms/1177729694](https://doi.org/10.1214/aoms/1177729694)
32. Kullback S. *Information Theory and Statistics*. New York, John Wiley & Sons, Inc., 1959. 409 p. [Russ. ed.: *Teoriya informatsii i statistika*. Moscow, Nauka Publ., 1967. 408 p.].
33. Zaripov R.G. *Novye mery i metody v teorii informatsii* [New measures and methods in theory of information]. Kazan, KSTU Publ., 2005. 364 p. (in Russian).
34. Klimontovich Yu.L. *Turbulentnoe dvizhenie i struktura khaosa: Novyi podkhod k statisticheskoi teorii otkrytykh sistem* [String motion and structure of chaos: New approach to statistic theory of open systems]. Moscow, Nauka Publ., 1990. 320 p. (in Russian).
35. Sonntag D. Advancements in the field of hygrometry. *Meteorologische Zeitschrift*, 1994, vol.3, no.2, pp.51-66.
36. Murphy D.M., Koop T. Review of the vapor pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 2005, vol.131, no.608, pp.1539-1565. DOI: [10.1256/qj.04.94](https://doi.org/10.1256/qj.04.94)
37. Max J. *Methodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Paris, Masson, 238p. [Russian ed.: *Metody i tekhnika obrabotki signalov pri fizicheskikh izmereniyakh. Vol.1*. Moscow, Mir Publ., 1983. 312 p. English. ed.: *Methods and Techniques of Signal Processing in Physical Measurements*.]
38. Jahnke E., Emde F., Ljösch F. *Tafeln Höoherer Funktionen*. Stuttgart: B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1960. [Russian ed.: *Spetsial'nye funktsii*. Moscow, Nauka Publ., 1977. 344 p. English ed.: *Tables of higher functions*].

39. Morozov A.N. Stationary fluctuation distributions of Brownian particle velocity in a medium with fluctuating viscous friction coefficient. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2014, no.3, pp.26–38. (in Russian).
40. Morozov A.N. Fluctuations of the Brownian particle velocity influenced by a random Poisson process. *Vestnik MGTU im. N.E. Baumana. Ser. Estestvennye nauki = Ser. Natural sciences*, 2016, no.1, pp.27–35. (in Russian). DOI: [10.18698/1812-3368-2016-1-27-35](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2016-1-27-35)