

Взрывоопасность локального изменения хода времени

Николай Львович Поletaев ✉

Всероссийский ордена «Знак Почета» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий, Московская обл., г. Балашиха, Россия

АННОТАЦИЯ

Введение. В предположении о том, что ход времени изменился в ограниченной области пространства у поверхности Земли, анализируется взрывоопасность такого события.

Объект и основы метода исследования. В сферически симметричной постановке задачи исследовали возмущения идеального газа (воздуха), вызванные изменением хода времени (на относительную величину θ порядка $\pm 10^{-12}$) в неподвижной области пространства. Решение задачи основывается на предположении о правомерности модификации известной зависимости показаний часов от расположения часов в ускоренно движущейся системе отсчета (Einstein, 1907), когда ускорение (причина) и изменение хода времени (следствие) переставлены местами.

Результаты и их обсуждение. В зоне изменения хода времени возникает поле ускорения, которое по своему воздействию на воздух аналогично гравитационному полю. Приграничная область зоны выполняет роль «насоса», качающего в зону окружающий воздух или выбрасывающего воздух из зоны в случае $\theta < 0$ или $\theta > 0$ соответственно. При этом давление и температура воздуха в зоне соответственно увеличиваются или уменьшаются в некоторых случаях на порядки.

Косвенная проверка результатов. Осуществлялась путем применения полученных результатов к описанию вихревого движения и шаровой молнии.

Выводы. Введен безразмерный параметр θ , выражающий локальное возмущение (изменение) хода времени по отношению к ходу времени в остальном пространстве, где $\theta = 0$. Предложена модель исследования изменения параметров атмосферы в зоне, где $\theta \neq 0$. Выполнены оценки экстремальных значений параметров состояния воздуха в зоне для случаев уменьшения ($\theta < 0$) и увеличения ($\theta > 0$) хода времени. Для случая $\theta < 0$ релаксация флуктуации хода времени ($\theta \rightarrow 0$) может сопровождаться взрывом. Модель с $\theta > 0$ может использоваться при объяснении свечения шаровой молнии, исчезающей без взрыва.

Ключевые слова: управление ходом времени; поле ускорения; закон сохранения энергии; шаровая молния

Для цитирования: Поletaев Н.Л. Взрывоопасность локального изменения хода времени // Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety. 2024. Т. 33. № 6. С. 5–13. DOI: 10.22227/0869-7493.2024.33.06.5-13

✉ Поletaев Николай Львович, e-mail: nlpvniipo@mail.ru

Explosion hazard of time course local change

Nikolay L. Poletaev ✉

All-Russian Research Institute for Fire Protection of Ministry of Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Elimination of Consequences of Natural Disasters, Balashikha, Moscow region, Russian Federation

ABSTRACT

Introduction. Assuming that the course of time has changed in a limited area of space near the Earth's surface, the explosiveness of such an event is analyzed.

The object and foundations of the research method. In a spherically symmetric formulation of the problem, perturbations of an ideal gas (air) caused by a change in the course of time (by a relative magnitude θ of the order of $\pm 10^{-12}$) in a stationary region of space were investigated. The solution of the problem is based on the assumption that it is legitimate to modify the known dependence of the clock readings on the location of the clock in an accelerated moving reference frame (Einstein, 1907), when the acceleration (cause) and the change in time course (effect) are permuted.

The results and their discussion. In the zone of time course change, a field acceleration series, which, in its effect on the air, is similar to the gravitational field. The boundary area of the zone acts as a "pump", pumping ambient air into the zone or ejecting it from the zone in case of $\theta < 0$ or $\theta > 0$, respectively. At the same time, the air pressure and temperature in the zone respectively increase or decrease, in some cases, by orders of magnitude.

Indirect verification of results. It is made by applying the obtained results to the description of vortex motion and ball lightning.

Conclusions. A dimensionless parameter θ is introduced, expressing a local perturbation (change) of time course in relation to the time course in the rest of space, where $\theta = 0$. A model is proposed for studying changes in atmospheric parameters in a zone where $\theta \neq 0$. The estimates of the extreme values of the parameters of the air condition in the zone for the cases of time course decrease ($\theta < 0$) and increase ($\theta > 0$) are performed. For the case $\theta < 0$, the relaxation of the time course fluctuation ($\theta \rightarrow 0$) can be accompanied by an explosion. The model with $\theta > 0$ can be used to explain the glow of a ball lightning that disappears without an explosion.

Keywords: time course control; acceleration field; conservation energy law; ball lightning

For citation: Poletaev N.L. Explosion hazard of time course local change. *Pozharovzryvobezopasnost/Fire and Explosion Safety*. 2024; 33(6):5-13. DOI: 10.22227/0869-7493.2024.33.06.5-13 (rus).

✉ Nikolay Lvovich Poletaev, e-mail: nlpvniipo@mail.ru

Введение

В ФГБУ ВНИИПО МЧС России существует практика переписки с гражданами, предлагающими изменения или дополнения нормативных документов, затрагивающих вопросы обеспечения пожарной и взрывобезопасности различных общественных и промышленных объектов. Результаты такой переписки в ряде случаев способствуют постановке актуальных научных исследований и доработке действующих противопожарных норм и правил.

Предмет настоящего исследования порожден перепиской с гражданином (далее — заявителем), предложившим переименовать известный многим «треугольник пожара» (горючее + окислитель + источник зажигания) в «пятиугольник ...» путем добавления двух «углов» (+ пространство + время). Добавление «углов» якобы формализует всегда оговариваемые обстоятельства возникновения «треугольника ...»: в одном месте пространства и одновременно. Ввиду отсутствия острой необходимости переименования общепринятого термина сотрудники института сообщили заявителю о неразумности смешения материальных углов «треугольника» с нематериальными обстоятельствами. Однако заявитель стал возражать, утверждая, в частности, что время материально. Убедить заявителя в нематериальности времени удалось путем обращения к школьному курсу физики: материальные тела должны иметь массу, а назвать массу промежутка времени в 1 с заявитель так и не смог.

Полусерьезный ответ заявителю заставил обратить более серьезное внимание на связь времени и массы. Уточняя постановку стоящей перед настоящей работой задачи, отметим следующие два обстоятельства. Во-первых, масса в соответствии со специальной теорией относительности (СТО) ассоциируется с энергией [1]. Во-вторых, закон сохранения энергии является следствием равномерности течения времени [2]. Таким образом, связь упомянутых в переписке понятий «время» и «масса» может реализоваться через связь между изменением хода времени в ограниченном объеме пространства

и изменением энергии материальных объектов в этом объеме и его окрестности.

В рамках предположения о том, что ход времени в локальной области пространства вблизи поверхности Земли изменился, в настоящей работе анализируются последствия такого события, в частности, его взрывоопасность. Математической основой анализа является соотношение теории влияния ускоренного движения системы отсчета на ход времени в ее различных точках [1], в котором ускорение (причина) и изменение хода времени (следствие) переставлены местами.

Модификация уравнения из работы [1]

Сравним ход часов, установленных в разных точках системы отсчета S , движущейся в направлении своей оси X с постоянным ускорением относительно инерциальной системы отсчета S_0 . Согласно [1] справедливо соотношение:

$$\tau(x) - \tau(x_0) = -\frac{\alpha_x}{c_L^2} (x - x_0) \tau(x_0), \quad (1)$$

где $\tau(x)$ и $\tau(x_0)$ — продолжительность одного и того же процесса (монохромного излучения атома [1]), измеренная часами, расположенными в произвольной точке и в реперной точке с координатами соответственно x и x_0 по оси X системы отсчета S ; α_x — наблюдаемое в S ускорение («свободное падение») предметов, неподвижных относительно S_0 ;

$c_L = 3 \cdot 10^8$ м/с — скорость света в вакууме.

Неизменная реперная точка в S вводится для удобства дальнейших математических преобразований. При масштабах рассматриваемых областей пространства, удовлетворяющих условию:

$$\frac{\alpha_x}{c_L^2} |x - x_0| \ll 1, \quad (2)$$

выбор положения реперной точки не имеет принципиального значения.

Определим безразмерный параметр «изменение хода времени» θ для часов, установленных в точке x движущейся системы отсчета, как:

$$\theta = \frac{\tau(x) - \tau(x_0)}{\tau(x_0)}. \quad (3)$$

Случаи $\theta < 0$, $\theta = 0$ и $\theta > 0$ отвечают соответственно замедлению, неизменности и увеличению хода времени по отношению к часам, установленным в реперной точке. Дифференцируя выражения (1) и (3) по x , после несложных преобразований получим соотношение:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{\alpha_x}{c_L^2}. \quad (4)$$

Считая θ переменным параметром, представим формулу (4) в виде описания поля ускорения в направлении оси X , возникающего из-за пространственной неоднородности θ :

$$\alpha_x = -c_L^2 \frac{\partial \theta}{\partial x}.$$

В общем случае θ зависит от всех координат пространства. Повторив описанную выше процедуру для осей Y и Z , придем к обобщению:

$$\mathbf{\alpha} = -c_L^2 \nabla \theta, \quad (5)$$

где $\mathbf{\alpha}$ — поле ускорения, порождаемое неоднородным распределением θ в пространстве (здесь и далее векторы выделены полужирным шрифтом); ∇ — оператор Гамильтона.

Будем полагать, что по воздействию на инертную массу поле ускорения $\mathbf{\alpha}$, определяемое выражением (5) аналогично полю гравитационного ускорения, независимо от природы происхождения градиента $\nabla \theta$ (в том числе возникшего под влиянием неизвестных на сегодня обстоятельств).

Рассматривая в дальнейшем локальное стационарное изменение (флуктуацию) хода времени вблизи поверхности Земли, выделим из правой части формулы (5) слагаемое, обусловленное земным тяготением. Получим выражение:

$$\mathbf{\alpha} = -c_L^2 \nabla \theta + \mathbf{g}_0, \quad (6)$$

где природа происхождения $\nabla \theta$ не связана с полем тяготения Земли;

\mathbf{g}_0 — вектор гравитационного ускорения свободного падения.

Уравнение (6) будет основой для оценки возмущений параметров земной атмосферы вблизи неподвижной (в системе отсчета, связанной земной поверхностью) флуктуации θ . При использовании формулы (6) необходимо соблюдать условие малости изменения θ , которое является следствием условия (2).

Полагаем, что реперная точка, относительно которой производится отсчет θ , достаточно удалена от области существенных изменений параметров среды и отвечает невозмущенному ходу времени.

Постановка задачи и ее решение

Рассмотрим быстрое возникновение в околоземном пространстве, заполненном первоначально неподвижным воздухом нормального состава и состояния (давление $P_0 = 100$ кПа, температура $T_0 = 298$ К и плотность $\rho_0 = 1,2$ кг/м³), сферически симметричной, неподвижной относительно Земли постоянной флуктуации θ и оценим вызванные этим событием возмущения параметров атмосферы.

Воздух считаем идеальным газом. Промежуток времени, в течение которого возникла флуктуация, считаем малым по сравнению с характерным временем любого из физических процессов в атмосфере, порождаемых флуктуацией. Амплитуду флуктуации предполагаем достаточной для того, чтобы пренебречь влиянием второго слагаемого правой части (6), не обладающего сферической симметрией, и рассматривать только сферически симметричные возмущения параметров атмосферы.

Случай локального увеличения хода времени

На рис. 1 изображена положительная ($\theta_0 > 0$) флуктуация хода времени $\theta(r)$ в сферическом объеме пространства (далее — зоне) с независимыми от времени радиусом r_0 и толщиной приграничной области (далее — границы) $\delta r_0 \ll r_0$:

$$\theta(r) = \begin{cases} \theta_0, & \text{если } r \leq r_0 - \delta r_0; \\ \theta_0 (r_0 - r) / \delta r_0, & \text{если } r_0 - \delta r_0 < r \leq r_0; \\ 0, & \text{если } r_0 < r. \end{cases} \quad (7)$$

Поле ускорения, связанное с флуктуацией θ , согласно выражению (6) отлично от 0 только на границе зоны и направлено вдоль \mathbf{r} . Абсолютная величина ускорения одинакова во всех точках границы зоны:

$$\alpha_0 = \frac{c_L^2 \theta_0}{\delta r_0}. \quad (8)$$

Поле ускорения вызывает движение воздуха на границе в соответствии с уравнением импульса сплошной среды [3]:

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \rho \alpha_0, \quad (9)$$

где ρ , v и P — соответственно плотность, радиальная скорость и давление воздуха.

Движение воздуха, инициированное полем ускорения в пределах границы зоны, с необходимостью

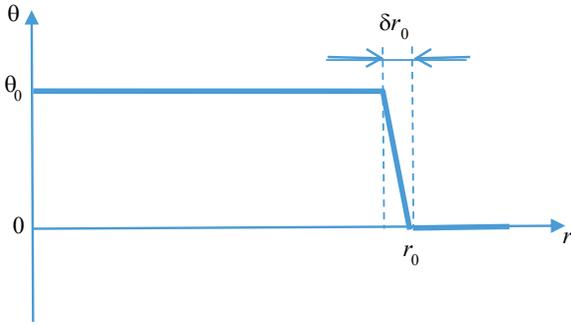


Рис. 1. Зависимость положительной флуктуации хода времени θ от расстояния r до центра зоны флуктуации

Fig. 1. Dependence of time course positive fluctuation θ on the distance r to the fluctuation zone centre

приведет к движению воздуха в соседних областях (внутри зоны и в окрестности зоны снаружи). Возникающие при этом изменения параметров воздуха разумно разделить во времени на два этапа.

На первом этапе в правой части уравнения (8) пренебрегаем первым слагаемым ввиду быстрого возникновения поля ускорения и инерции формирования поля давления воздуха, компенсирующего ускорение. Этап характеризуется движением среды со скоростями, достигающими скорости звука:

$$c_S = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}},$$

где $\gamma = 1,4$ — адиабатическая постоянная для воздуха;

$R = 8,3$ Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная;

$M = 29$ г/моль — молярная масса воздуха.

Малая продолжительность первого этапа $\tau_1 \sim r_0/c_S$ позволяет описывать изменения параметров среды в адиабатическом приближении.

На втором этапе левая часть уравнения становится намного меньше любого из слагаемых правой части по абсолютной величине. Этап характеризуется малыми скоростями движения среды и активизацией процессов переноса, способствующих переходу к термодинамическому равновесию. Продолжительность второго этапа:

$$\tau_2 \sim \frac{c_p \rho_0 r_0^2}{\lambda},$$

где c_p и λ — теплоемкость и теплопроводность воздуха соответственно.

Перейдем к оценке возмущенных параметров среды в характерные моменты времени. К моменту завершения первого этапа ($t = \tau_1$) выполняется условие:

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + \rho \alpha_0 \approx 0, \tag{10}$$

для которого плотность воздуха ρ оценивается в адиабатическом приближении:

$$\rho/\rho_0 = (P/P_0)^{1/\gamma}. \tag{11}$$

Согласно условию (10) вне приграничной области зоны ($r_0 - \delta r_0 \leq r \leq r_0$) давление близко к постоянному значению, в частности, $P(r) \approx P_0$ при $r \geq r_0$. Это позволяет для уравнения (10) с граничным условием $P(r_0) \approx P_0$ предложить следующее решение в приграничной области:

$$P/P_0 = \begin{cases} \left[1 - \beta \frac{(r_0 - r)(\gamma - 1)}{\delta r_0 \gamma} \right]^{\gamma/(\gamma - 1)}, & \text{если } \beta < \beta^*; \\ 0, & \text{если } \beta \geq \beta^* \text{ и } r \leq r_0^*; \\ \left[1 - \beta \frac{(r_0 - r)(\gamma - 1)}{\delta r_0 \gamma} \right]^{\gamma/(\gamma - 1)}, & \text{если } \beta \geq \beta^* \\ & \text{и } r_0^* < r < r_0, \end{cases} \tag{12}$$

$$\text{где } \beta = \frac{\alpha_0 \rho_0 \delta r_0}{P_0} = \gamma (c_L/c_S)^2 \theta_0;$$

$$\beta^* = \gamma/(\gamma - 1);$$

$$r_0^* = r_0 - \frac{\gamma}{\beta(\gamma - 1)} \delta r_0.$$

В область $0 \leq r \leq r_0 - \delta r_0$ распространяется значение давления на внутренней границе приграничной области $P(r_0 - \delta r_0)$. Значение T определяется соотношением:

$$T/T_0 = (P/P_0)^{(\gamma - 1)/\gamma}. \tag{13}$$

Дополнительно отметим, что решение (12) при $\beta \geq \beta^*$ имеет особенность на сфере радиусом r_0^* : эта сфера является для молекулярного движения снаружи сферы аналогом «горизонта событий [4–8]». Даже очень быстрые молекулы охлаждаются по мере приближения к этой сфере до нулевой скорости ($T = 0$ К), после чего возвращаются полем ускорения назад, не достигнув поверхности сферы. Появление «горизонта событий» обязано совместному влиянию на скорость молекул поля ускорения и поля температур, возникшего при адиабатическом расширении воздуха зоны на первом этапе. В случае теплового равновесия появление «горизонта событий» невозможно (см. ниже).

Таким образом, на первом этапе согласно соотношениям (11)–(13) происходит снижение давления, температуры и плотности воздуха в зоне.

Второй этап связан с восстановлением термодинамического равновесия ($T \rightarrow T_0$) в зоне и ее окрестности, нарушенного процессами первого этапа. К завершению этапа ($t = \tau_2$) стационарное

распределение давления $P(r)$, компенсирующее поле ускорения в зоне, удовлетворяет уравнению (10), в котором плотность воздуха ρ определяется в изотермическом приближении:

$$\rho/\rho_0 = P/P_0. \quad (14)$$

Решение уравнения (10) в приграничной области ($r_0 - \delta r_0 \leq r \leq r_0$) с учетом условия $P(r) = P_0$ для $r \geq r_0$ имеет вид:

$$P/P_0 = \exp\left(-\beta \frac{r_0 - r}{\delta r_0}\right). \quad (15)$$

В область $0 \leq r < r_0 - \delta r_0$ распространяется значение давления на внутренней границе приграничной области:

$$P(r)/P_0 = \exp(-\beta). \quad (16)$$

Соотношения (12)–(16) показывают, что локальное увеличение хода времени приводит к снижению давления, плотности и температуры воздуха в зоне на первом этапе. На втором этапе давление продолжает снижаться, а плотность и температура растут. Быстрый выход значительной части воздуха из зоны наружу на первом этапе частично компенсируется притоком наружного воздуха в зону на втором этапе.

Случай локального уменьшения хода времени

На рис. 2 изображена отрицательная ($\theta_0 < 0$, $\beta < 0$) флуктуация хода времени в сферическом объеме пространства с независимым от времени радиусом r_0 . Поле ускорения, связанное с флуктуацией θ , совпадает с рассмотренным в соотношении (7) по абсолютной величине, но противоположно по направлению, что вызывает движение воздуха к центру симметрии и подъем давления в зоне. Это обстоятельство позволяет воспользоваться полученными ранее результатами в части разделения событий, порождаемых флуктуацией, на два этапа (адиабатический и релаксационный) и в части заимствования соотношений для продолжительности этапов и параметров среды (см. раздел Случай локального увеличения хода времени).

Давление P к моменту окончания первого этапа определяется соотношениями:

$$P/P_0 = \begin{cases} [1 - \beta(\gamma - 1)/\gamma]^{\gamma/(\gamma-1)}, & \text{если } r \leq r_0 - \delta r_0; \\ \{1 - \beta[(r_0 - r)/\delta r_0] \cdot (\gamma - 1) / \gamma\}^{\gamma/(\gamma-1)}, & \text{если } r_0 - \delta r_0 \leq r \leq r_0; \\ \approx 1, & \text{если } r > r_0, \end{cases} \quad (17)$$

плотность ρ и температура T определяются соотношениями (11) и (13).

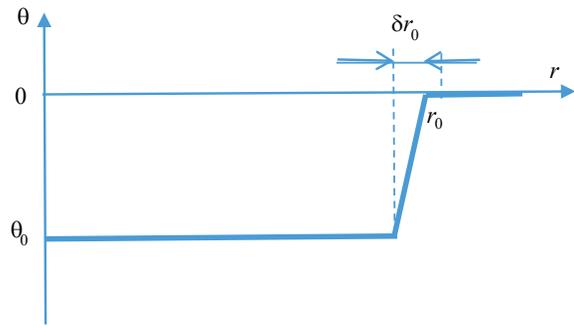


Рис. 2. Зависимость отрицательной флуктуации хода времени θ от расстояния r до центра зоны флуктуации
Fig. 2. Dependence of time course positive fluctuation θ on the distance r to the fluctuation zone centre

Параметры воздуха к завершению второго этапа составят:

$$P / P_0 = \begin{cases} \exp(-\beta), & \text{если } 0 \leq r < r_0 - \delta r_0; \\ \exp\left(-\beta \frac{r_0 - r}{\delta r_0}\right), & \text{если } r_0 - \delta r_0 \leq r < r_0; \\ 1, & \text{если } r \geq r_0, \end{cases} \quad (18)$$

плотность определяется соотношением (14); $T = T_0$.

Согласно соотношениям (12)–(18) локальное снижение хода времени θ приводит к увеличению давления, плотности и температуры воздуха в зоне на первом этапе. На втором этапе давление и плотность продолжают расти, а температура снижается. Быстрый поток наружного воздуха в зону на первом этапе сменяется на втором этапе медленным потоком того же направления.

Результаты и их обсуждение

В таблице приводятся экстремальные параметры состояния воздуха в зоне возмущений, вызванные флуктуациями хода времени. Значения параметров рассчитаны для флуктуаций, представленных на рис. 1 и 2. В соответствии с полученными в предыдущем разделе формулами экстремальные значения параметров достигаются к концу первого (адиабатического) или к концу второго (релаксационного) этапов развития возмущений. В последней строке таблицы приводится оценка изменения энергии ΔE массы воздуха m , испытавшей ускорение α_0 при движении через приграничную зону, к концу второго этапа (в единицах ΔE_0). Здесь и далее $\Delta E = m\alpha_0\delta r_0$; $\Delta E_0 = m_0\alpha_0\delta r_0 = |\beta|P_0V_0$; $m_0 = V_0\rho_0$ — начальная масса воздуха в зоне; $m = |\rho - \rho_0| \cdot V_0$; $V_0 = (4\pi/3)r_0^3$ — объем зоны; $\Delta E/\Delta E_0 = |\rho - \rho_0|/\rho_0$.

Квазистационарные значения параметров идеального газа ($\gamma = 1,4$) в зоне быстрого возникновения флуктуации хода времени к концу каждого из этапов

Quasi-stationary values of the ideal gas parameters ($\gamma = 1.4$) in the zone of rapid occurrence of fluctuations in time course at the end of each stages

Этапы Stages	Параметр Parameter	Замедление хода времени Time course decreasing				Увеличение хода времени Time course increasing					
		$\theta_0, 10^{-12}$	β								
1	P/P_0	47	16	3,2	1	0,17	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	≈ 0	≈ 0	≈ 0
	ρ/ρ_0	15,6	7,2	2,3	1	0,28	0,018	$3,0 \cdot 10^{-4}$	≈ 0	≈ 0	≈ 0
	T/T_0	3,0	2,2	1,4	1	0,60	0,20	0,04	≈ 0	≈ 0	≈ 0
2	P/P_0	1100	67	4,1	1	0,24	0,06	0,034	0,03	0,015	$2 \cdot 10^{-4}$
	ρ/ρ_0	1100	67	4,1	1	0,24	0,06	0,034	0,03	0,015	$2 \cdot 10^{-4}$
	T/T_0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	$\Delta E/\Delta E_0$	1100	66	3,1	0	0,76	0,94	0,966	0,97	0,98	≈ 1

При заполнении таблицы учтено, что корректное использование полученных решений требует, чтобы характерные масштабы изменений параметров состояния воздуха заметно превышали длину свободного пробега молекул воздуха. Поэтому формально строгое равенство нулю параметров воздуха в решении уравнения (12) заменено на приближенное равенство.

Данные таблицы позволяют оценить условие правомерности использованного в работе предположения о возможности пренебречь вторым слагаемым в правой части (6) по сравнению с первым слагаемым при оценке влияния флуктуации хода времени на возмущения параметров среды. Для этого сравниваются потенциал гравитационного поля $g_0 r_0$ и потенциал поля приграничного ускорения $\alpha_0 \delta r_0$ для $|\theta_0| \sim 10^{-12}$. С учетом формулы (8) несложно показать, что упомянутое условие $g_0 r_0 \ll \alpha_0 \delta r_0$ выполняется при неравенстве $r_0 \ll c_L^2 |\theta_0| / g_0 \approx 10^4$ м, которое предполагается выполненным.

Оценим опасность возникновения и исчезновения флуктуаций хода времени выбранной формы (см. рис. 1 и 2) для расположенных поблизости объектов в части, касающейся возможного инициирования пожара или взрыва.

По данным таблицы, возникновение высокой температуры характерно только для случая локального замедления хода времени. Уже при $\theta_0 = -3 \cdot 10^{-12}$ возникает нагрев зоны флуктуации до температуры выше 300 °С, при которой возможно самовоспламенение некоторых видов горючих газообразных или дисперсных материалов [9], способных проникнуть в зону флуктуации хода времени вместе с воздушным потоком. Однако наибольшая опасность связана с возникновением высокого давления, также характерного только для случая локального замедления хода времени. Данная опасность близка к опасности,

возникающей при разрушении сосуда под высоким давлением [10–12].

Из данных таблицы следует, что случай локального ускорения хода времени не сопровождается увеличением давления и температуры среды. Быстрое исчезновение зоны флуктуации $\theta_0 \rightarrow 0$ сопровождается заполнением зоны атмосферным воздухом, имеющим характер хлопка, аналогичного тому, который возникает при разрушении стеклянной оболочки лампочки освещения с вольфрамовой спиралью.

Таким образом, в рамках предложенной модели определения последствий локального изменения хода времени с последующей релаксацией к обычному темпу течения времени данное событие характеризуется пожаровзрывоопасным выделением энергии, в основном в случае начального замедления хода времени по примеру на рис. 2.

О проверке результатов работы

Автору не известен способ реализации представленной в работе флуктуации хода времени, что делает самостоятельную проверку результатов работы недоступной. Ему также не известны попытки экспериментальной реализации подобного объекта в пространстве другими исследователями. При таких обстоятельствах автор допускает использование косвенных данных для оценки достоверности полученных результатов.

Рассмотрим стационарное вращение цилиндрического объема газа с радиусом r_0 и бесконечной длины (далее — объекта) вокруг оси симметрии с угловой скоростью ω , в окружении неподвижной атмосферы того же газа (воздуха нормального состава и состояния). Газ представляется идеальной сжимаемой жидкостью. Неустойчивость тангенциального разрыва скорости течения газа не принимается во внимание (рассматривается решение с цилиндрической

симметрией). Выполняется условие $\omega r_0 \ll c_L$. Здесь и далее $\omega = |\boldsymbol{\omega}|$, $r = |\mathbf{r}|$. Температура газа постоянна и равна T_0 . Распределение параметров задачи в плоскости, нормальной к оси симметрии, не зависит от положения этой плоскости. Далее рассматривается одна из таких плоскостей. Распределение скорости газа в этой плоскости имеет вид:

$$\mathbf{v} = \begin{cases} [\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{r}], & \text{если } r \leq r_0; \\ 0, & \text{если } r > r_0, \end{cases} \quad (19)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор рассматриваемой точки плоскости с началом на оси симметрии.

Газ в выделенном объеме испытывает центробежное ускорение:

$$\mathbf{a} = \omega^2 \mathbf{r}. \quad (20)$$

Стационарность параметров рассматриваемого объекта предполагает отсутствие движения газа в радиальном направлении, что накладывает условие на распределение давления P в пространстве [3]:

$$\nabla P = \mathbf{a} \rho.$$

Плотность газа ρ при постоянной температуре подчиняется соотношению (14). С учетом того, что давление газа на границе вращающегося объема равно P_0 , для распределения давления во вращающемся объеме получим выражение:

$$P = P_0 \exp\left(\gamma \omega^2 \frac{r^2 - r_0^2}{c_S^2}\right). \quad (21)$$

Полагаем, что в инерциальной системе отсчета S_0 , связанной с неподвижным газом, часы синхронизированы. Часы объекта, неподвижные в неинерциальной системе отсчета S , вращающейся вместе с объемом газа, движутся со скоростью \mathbf{v} относительно S_0 и согласно СТО [2] идут медленнее часов S_0 на относительную величину:

$$\theta = \sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2/c_L^2} - 1 \approx -|\mathbf{v}|^2/(2c_L^2). \quad (22)$$

Аналогичное отставание часов объекта по отношению к реперной точке на оси вращения наблюдается в S , где часы объекта неподвижны относительно друг друга. Таким образом, рассматриваемый объект моделирует в S двумерную стационарную локальную ($|\mathbf{r}| < r_0$) флуктуацию хода времени, форма которой определяется соотношениями (19) и (22).

С учетом выражения (19) можно проверить выполнение уравнения (5), связывающее параметры \mathbf{a} и θ , определенные для рассмотренного объекта соотношениями (20) и (22) соответственно. Согласно выражению (21) можно убедиться в том, что существенное различие давления в объеме объекта (между точкой

$|\mathbf{r}| = 0$ и точкой $|\mathbf{r}| = r_0$) наступает при $|\mathbf{v}| \sim c_S$. Это условие согласно формуле (22) соответствует масштабу относительного изменения хода времени $\theta_0 \sim (c_S/c_L)^2 \approx 10^{-12}$, что согласуется с полученным в работе результатом.

Автор не исключает возможности обнаружить трехмерную локальную флуктуацию хода времени среди известных природных явлений. Возможным примером реализации рассмотренной в работе модели с зоной положительной флуктуации хода времени (рис. 1) является шаровая молния — светящийся шар, возникающий во время грозовой активности в земной атмосфере. Из многих попыток объяснения явления (см., например, [13–16]) выделяется работа [17], автор которой первым предложил искать внешний источник энергии для объяснения свечения шаровой молнии. В качестве такого источника в работе [17] рассматривалось резонансное поглощение шаровой молнией радиоизлучения грозы. Растущая напряженность электрического поля E достигает значения $E^ \approx 3 \cdot 10^4$ В/см, при котором возникают безэлектродные пробои воздуха, генерирующие излучение. Кроме того, упоминание в работе [17] так называемых «огней святого Эльма» (тлеющего кистеобразного свечения) является, по мнению автора, косвенно высказанным предположением о возможности рассматривать квазистационарное электрическое поле предгрозовой атмосферы в качестве источника энергии для шаровой молнии с низкой мощностью свечения.*

Обоснование правомерности предположений работы [17] заметно упрощается при существенном уменьшении E^* . Для этого, согласно закону Пашена [18, 19], следует снизить давление воздуха P в объеме шаровой молнии. В частности, для снижения E^* до минимальной величины (квазистационарной напряженности поля в атмосфере $E_0 \sim 100$ В/м [20]) потребуется снизить P до нескольких торр. Выполнить такое требование при нормальном давлении окружающего воздуха позволит увеличение хода времени в объеме шаровой молнии по примеру рис. 1.

Детальное исследование совместимости изменения хода времени в зоне и свечения зоны в предгрозовой атмосфере выходит за пределы задачи, поставленной перед данной работой.

Выводы

Ход времени рассмотрен в качестве переменного параметра. Предложена модель исследования возмущения параметров состояния атмосферного воздуха в области локального изменения хода времени. Рассчитаны экстремальные значения давления, плотности и температуры воздуха на адиабатической и релаксационной стадии возмущения параметров для

случая замедления и случая увеличения хода времени с последующим восстановлением нормального темпа течения времени. Локальное изменение хода времени характеризуется пожаровзрывоопасным выделением энергии, в основном в случае начального замедления хода времени. Модель с локальным увеличением хода времени может использоваться при объяснении свечения шаровой молнии, исчезающей без взрыва.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. *Einstein A.* Uber das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen // *Radioaktivität u. Elektronik.* 1907. Bd. 4. S. 411.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика : учеб. пос. в 10 тт. Т. 1. Механика. 5-е изд., стереот. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2004. 224 с.
3. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. М. : Наука, 1970. Т. 1. 492 с.
4. *Rindler W.* Visual horizons in world-models // *General Relativity and Gravitation.* 2002. No. 34 (1). Pp. 133–153. DOI: 10.1023/a:1015347106729
5. *Melia F.* The apparent (gravitational) horizon in cosmology // *American Journal of Physics.* 2018. No. 86 (8). Pp. 585–593. DOI: 10.1119/1.5045333
6. *Zlotnikov M.* Inflation alternative via the gravitational field of a singularity // *Classical and Quantum Gravity.* 2022. DOI: 10.1088/1361-6382/ad210d
7. *Faraoni V., Ellis G.F.R., Firouzjaee J.T., Helou A., Musco I.* Foliation dependence of black hole apparent horizons in spherical symmetry // *Physical Review D.* 2017. No. 95 (2). DOI: 10.1103/physrevd.95.024008
8. *Coley A.A., Ellis G.F.R.* Theoretical cosmology // *Classical and Quantum Gravity.* 2019. DOI: 10.1088/1361-6382/ab49b6
9. *Баратов А.Н., Корольченко А.Я., Кравчук Г.Н. и др.* Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения : справ. изд. в 2-х кн. М. : Химия, 1990.
10. *Molkov V., Kashkarov S.* Blast wave from a high-pressure gas tank rupture in a fire: Stand-alone and under-vehicle hydrogen tanks // *International Journal of Hydrogen Energy.* 2015. No. 40 (36). Pp. 12581–12603. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.03.027
11. *Шебеко Ю.Н.* Особенности поведения резервуаров с компримированным и сжиженным водородом в очаге пожара // *Пожаровзрывобезопасность/Fire and Explosion Safety.* 2024. № 33 (2). С. 50–58. DOI: 10.22227/0869-7493.2024.33.02.50-58
12. *Myilsamy D., Oh C.B.* Computational study of a high-pressure hydrogen storage tank explosion at different heights from the ground // *International Journal of Hydrogen Energy.* 2024. No. 50 (2). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2023.10.138
13. *Mahabaduge H.* A review of ball lightning models // *Georgia Journal of Science.* 2019. Vol. 77. No. 2. URL: <https://digitalcommons.gaacademy.org/gjs/vol77/iss2/18>
14. *Oreshko A.G., Oreshko A.A., Mavlyudov T.B.* Proton-electron model of ball lightning structure // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2019. Vol. 182. Pp. 194–199. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.11.017
15. *Nikitin A.I., Nikitin V.A., Velichko A.M., Nikitina T.F.* Features of the mechanism of ball lightning electromagnetic radiation // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2021. Vol. 222. P. 105711. DOI: 10.1016/j.jastp.2021.105711
16. *Shmatov M.L., Stephan K.D.* Questions regarding alleged laboratory creation of ball lightning // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics.* 2023. Vol. 242. P. 105995. DOI: 10.1016/j.jastp.2022.105995
17. *Кануца П.Л.* О природе шаровой молнии // *Доклады АН СССР.* 1955. № 101 (2). Pp. 245–248.
18. *Husain E., Nema R.* Analysis of paschen curves for air, N₂ and SF₆ Using the Townsend Breakdown Equation // *IEEE Transactions on Electrical Insulation.* 1982. No. 4. Pp. 350–353. DOI: 10.1109/TEI.1982.298506
19. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. 2-е изд. М. : Наука, 1992. 536 с.
20. *Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M.* The Feynman lectures on physics Vol. II. Electromagnetism and Matter. Basic Books, New York, 2010. 566 p.

REFERENCES

1. Einstein A. Uber das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen. *Radioaktivität u. Elektronik.* 1907; 4:411. (ger).
2. Landau L.D., Lifschitz E.M. *Mechanics. 5th ed., Vol. 1.* Moscow, 2004; 224. (rus).
3. Sedov L.I. *Mechanics of a continuous medium.* Moscow, Nauka Publ., 1970; 1:492. (rus).
4. Rindler W. Visual horizons in world-models. *General Relativity and Gravitation.* 2002; 34(1):133-153. DOI: 10.1023/a:1015347106729
5. Melia F. The apparent (gravitational) horizon in cosmology. *American Journal of Physics.* 2018; 86(8):585-593. DOI: 10.1119/1.5045333

6. Zlotnikov M. Inflation alternative via the gravitational field of a singularity. *Classical and Quantum Gravity*. 2022. DOI: 10.1088/1361-6382/ad210d
7. Faraoni V., Ellis G.F.R., Firouzjaee J.T., Helou A., Musco I. Foliation dependence of black hole apparent horizons in spherical symmetry. *Physical Review D*. 2017; 95(2). DOI: 10.1103/physrevd.95.024008
8. Coley A.A., Ellis G.F.R. Theoretical cosmology. *Classical and Quantum Gravity*. 2019. DOI: 10.1088/1361-6382/ab49b6
9. Baratov A.N., Korolchenko A.Ya., Kravchuk G.N. et al. *Fire and explosion hazard of substances and materials and means of their extinguishing : cases. In 2 books*. Moscow, Khimiya Publ., 1990 (rus).
10. Molkov V., Kashkarov S. Blast wave from a high-pressure gas tank rupture in a fire: Stand-alone and under-vehicle hydrogen tanks. *International Journal of Hydrogen Energy*. 2015; 40(36):12581-12603. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.03.027
11. Shebeko Yu.N. Behavior of compressed and liquefied hydrogen tanks in a fire zone. *Pozharovzrybobezopasnost/Fire and Explosion Safety*. 2024; 33(2):50-58. DOI: 10.22227/0869-7493.2024.33.02.50-58 (rus).
12. Myilsamy D., Oh C.B. Computational study of a high-pressure hydrogen storage tank explosion at different heights from the ground. *International Journal of Hydrogen Energy*. 2024; 50(2). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2023.10.138
13. Mahabaduge H. A review of ball lightning models. *Georgia Journal of Science*. 2019; 77(2). URL: <https://digital-commons.gaacademy.org/gjs/vol77/iss2/18>
14. Oreshko A.G., Oreshko A.A., Mavlyudov T.B. Proton-electron model of ball lightning structure. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2019; 182:194-199. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.11.017
15. Nikitin A.I., Nikitin V.A., Velichko A.M., Nikitina T.F. Features of the mechanism of ball lightning electromagnetic radiation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2021; 222:105711. DOI: 10.1016/j.jastp.2021.105711
16. Shmatov M.L., Stephan K.D. Questions regarding alleged laboratory creation of ball lightning. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2023; 242:105995. DOI: 10.1016/j.jastp.2022.105995
17. Kapitsa P.L. On a nature of ball lightning. *Reports of the USSR Academy of Sciences*. 1955; 101(2):245-248. (rus).
18. Husain E., Nema R. Analysis of Paschen Curves for air, N₂ and SF₆ Using the Townsend Breakdown Equation. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*. 1982; 4:350-353. DOI: 10.1109/TEI.1982.298506
19. Raiser Yu.P. *Physics of a gas discharge. 2nd ed*. Moscow, Nauka Publ., 1992; 536. (rus).
20. Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M. *The Feynman Lectures on Physics Vol. II. Electromagnetism and Matter*. Basic Books, New York, 2010; 566.

Поступила 24.10.2024, после доработки 07.11.2024;

принята к публикации 12.11.2024

Received October 27, 2024; Received in revised form November 7, 2024;

Accepted November 12, 2024

Информация об авторе

ПОЛЕТАЕВ Николай Львович, д.т.н., ведущий научный сотрудник, Всероссийский ордена «Знак Почета» научно-исследовательский институт противопожарной обороны Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий, Россия, 143903, Московская обл., г. Балашиха, мкр. ВНИИПО, 12; РИНЦ ID: 1093620; ORCID: 0000-0003-2586-8597; e-mail: nlpvniipo@mail.ru

Information about the author

Nikolay L. POLETAEV, Dr. Sci. (Eng.), Leading Researcher, All-Russian Research Institute for Fire Protection of Ministry of Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Elimination of Consequences of Natural Disasters, VNIPO, 12, Balashikha, Moscow Region, 143903, Russian Federation; ID RSCI: 1093620; ORCID: 0000-0003-2586-8597; e-mail: nlpvniipo@mail.ru