



*Российская академия наук*



# ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК

Том 452 № 2 2013 Сентябрь

Основан в 1933 г.  
Выходит 3 раза в месяц  
ISSN 0869-5652

*Журнал издается под руководством  
Президиума РАН*

*Главный редактор  
В.Е. Фортов*

Редакционная коллегия

*В.А. Ильин (заместитель главного редактора),  
С.М. Алдошин, А.Ф. Андреев, Д.В. Аносов,  
О.А. Богатиков, А.А. Боярчук, В.А. Васильев, В.И. Васильев,  
С.Н. Васильев, Г.П. Георгиев, Г.С. Голицын, А.И. Григорьев,  
Ю.В. Гуляев, Н.Л. Добрецов, В.П. Дымников, С.В. Емельянов,  
М.В. Иванов, Ю.М. Каган, М.П. Кирпичников, В.В. Козлов,  
А.И. Коновалов, В.М. Котляков, В.В. Кузнецов, В.А. Левин,  
В.А. Матвеев, И.И. Моисеев, Н.Ф. Морозов, В.В. Осико,  
М.А. Островский, Д.С. Павлов, Р.В. Петров,  
В.П. Платонов, Ю.М. Пушаровский, А.И. Русанов,  
Г.И. Савин, Е.Д. Свердлов, А.Н. Скринский, М.В. Угрюмов,  
А.Р. Хохлов, А.Ю. Цивадзе, А.М. Черепашук*

*Ответственный секретарь И.В. Исавнина*

*Адрес редакции: 117997, ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90, комн. 301  
тел. (495) 334-73-80*

Москва  
Издательство "Наука"

# СОДЕРЖАНИЕ

---

Том 452, номер 2, 2013

---

## МАТЕМАТИКА

- Комбинаторно-геометрические свойства задачи о разрезе  
*В. А. Бондаренко, А. В. Николаев* 127
- Дробные классы Соболева на бесконечномерных пространствах  
*Е. В. Никитин* 130
- Условия оптимальности  $p$ -го порядка в вырожденной задаче  
вариационного исчисления. Элементы теории  $p$ -регулярности  
*А. А. Третьяков* 136
- Верхнее предельное значение функции делителей с растущей размерностью  
*Г. В. Федоров* 141
- 

## ТЕОРИЯ УПРАВЛЕНИЯ

- Терминальная задача для многомерных аффинных систем  
*А. П. Крищенко, Д. А. Фетисов* 144
- 

## ФИЗИКА

- О несовместимости решения Толмена для пылевидной материи  
с принципом причинности  
*С. С. Герштейн, А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили* 150
- Изучение авторадикационных повреждений в лакаргите  $\text{Ca}(\text{Zr}, \text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3$   
методом молекулярной динамики  
*А. Е. Гречановский, Н. Н. Еремин, В. С. Урусов* 154
- 

## ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

- Модели поведения газонаполненных пор в аморфных и кристаллических телах  
*Ю. В. Левинский, М. П. Лебедев* 158
- 

## МЕХАНИКА

- Экспериментальное исследование колебаний аэрозоля  
в трубах в безударно-волновом режиме вблизи резонанса  
*Д. А. Губайдуллин, Р. Г. Зарипов, Л. А. Ткаченко* 161
- 

## ХИМИЯ

- Механизмы перегруппировок замещенных тиоциклопропенов  
*Г. А. Душенко, И. Е. Михайлов, О. И. Михайлова, Р. М. Миняев, В. И. Минкин* 165
- 

## ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

- Растворимость кислорода в расплаве Fe–40% Ni, содержащем ниобий  
*В. Я. Дашевский, А. А. Александров, Л. И. Леонтьев* 172

---

## ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

Комплексы пектинового полисахарида с ацетилсалициловой кислотой

*С. Т. Минзанова, В. Ф. Миронов, А. Б. Выштакалюк, О. В. Цепяева,  
Л. Г. Миронова, И. С. Рыжжина, Л. И. Муртазина, А. Т. Губайдуллин*

177

---

## ГЕОЛОГИЯ

Региональные черты строения нижнерифейских отложений  
в связи с проблемой нефтегазоносности глубоко погруженных  
горизонтов юго-западной части Пермского края

*В. С. Дружинин, П. С. Мартышко, Н. И. Начапкин, В. Ю. Осипов*

181

Fe–Ni-месторождение Ржаново – пример переотложения латеритов  
в Вардарской офиолитовой зоне

*Т. Серафимовский, А. В. Волков, Б. Боев, Г. Тасев, А. А. Сидоров*

185

---

## ГЕОХИМИЯ

Возраст, Sm–Nd-систематика и геохимия тоналит-трондьемит-гранодиоритовых  
гнейсов северной части Балтийского щита

*В. Р. Ветрин, Н. В. Родионов, П. А. Серов*

190

Особенности распределения и состава углеводородов  
в донных осадках Штокманского месторождения (Баренцево море)

*И. А. Немировская*

196

Получение углеродистых наноструктур из природного графита

*А. И. Ханчук, В. П. Молчанов, М. А. Медков, П. С. Гордиенко, В. А. Доставалов*

202

---

## ГЕОФИЗИКА

Геофизические явления, сопровождавшие падение Челябинского метеороида

*О. И. Бернгардт, А. А. Добрынина, Г. А. Жеребцов, А. В. Михалев,  
Н. П. Перевалова, К. Г. Ратовский, Р. А. Рахматулин,  
В. А. Саньков, А. Г. Сорокин*

205

Челябинский метеороид: отклик ионосферы по измерениям GPS

*М. Б. Гохберг, Е. В. Ольшанская, Г. М. Стеблов, С. Л. Шалимов*

208

---

## БИОХИМИЯ, БИОФИЗИКА, МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

Накопление изменений в геноме X-вируса шалота,  
персистирующего в вегетативно размножаемых растениях

*А. В. Архипов, В. А. Гуцин, В. К. Вишниченко, А. Г. Соловьев*

213

Клонирование и анализ последовательности кДНК, кодирующей  
новую короткую форму кислой хитиназы крысы

*Е. В. Ильницкая, В. В. Радченко, А. С. Родионова,  
А. М. Косырева, Т. М. Шуваева, В. М. Липкин*

217

---

## КЛЕТОЧНАЯ БИОЛОГИЯ

Роль TLR-зависимого сигнального пути в механизме защиты фагоцитов  
экзогенным белком теплового шока HSP70 от действия эндотоксинов

*О. Ю. Антонова, М. М. Юринская, М. Б. Евгеньев, М. Г. Винокуров*

221

Новый контрольный ген *Ef1A* для нормирования данных количественной ПЦР в печеночных выростах морской звезды *Asterias rubens*

*А. Ф. Садритдинова, А. В. Снежкина, А. А. Дмитриев, Т. С. Краснов,  
Л. Н. Астахова, А. А. Кудрявцев, Н. В. Мельникова, А. С. Сперанская,  
М. В. Дарий, В. А. Лакунина, Л. А. Урошлев, А. О. Смуров,  
О. А. Степанов, А. В. Кудрявцева*

226

Клеточная смерть опухолевых клеток линии L-929, индуцированная цитотоксическим белковым комплексом Tag7-Hsp70, аналогична гибели этих же клеток под действием TNF- $\alpha$

*А. А. Шелудченков, О. Д. Кабанова, Л. П. Сащенко, Е. А. Романова,  
Н. В. Гнучев, Д. В. Яшин*

230

---

## ФИЗИОЛОГИЯ

Изменения обмена регуляторного белка мозга NAP-22 у крыс со спонтанной гипертензией и крыс линии WKY на ранних этапах постнатального онтогенеза, рожденных и выращенных самками при дефиците экзогенного кальция

*А. Ю. Плеханов, О. С. Антонова, Е. И. Петрова, С. Я. Резник, Н. З. Ключева*

233

---

Правила для авторов

238

---

---

Сдано в набор 08.07.2013 г. Подписано к печати 13.08.2013 г. Дата выхода в свет 13–24 ежемесячно    Формат 60 × 88<sup>1</sup>/<sub>8</sub>  
Цифровая печать    Усл. печ. л. 15.0    Усл. кр.-отт. 4.0 тыс.    Уч.-изд. л. 15.1    Бум. л. 7.5  
Тираж 260 экз.    Зак. 1554    Цена свободная

---

Учредители: Российская академия наук, Президиум РАН

---

Издатель: Российская академия наук. Издательство “Наука”, 117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

Оригинал-макет подготовлен МАИК “Наука/Интерпериодика”

Отпечатано в ППП “Типография “Наука”, 121099 Москва, Шубинский пер., 6

УДК 539.12.01

## О НЕСОВМЕСТИМОСТИ РЕШЕНИЯ ТОЛМЕНА ДЛЯ ПЫЛЕВИДНОЙ МАТЕРИИ С ПРИНЦИПОМ ПРИЧИННОСТИ

© 2013 г. Академик С. С. Герштейн, академик А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили

Поступило 13.05.2013 г.

DOI: 10.7868/S086956521327008X

1. В настоящем сообщении мы рассмотрим вопрос о возможности коллапса пылевидной материи в рамках общей теории относительности (ОТО). Мы подробно остановимся также на анализе решения Толмена для пылевидной материи, поскольку это решение используется для доказательства существования коллапса в ОТО.

Для нестатического сферически-симметричного тела в координатах кривизн внешнее гравитационное поле будет статическим, а именно — шварцшильдовым:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (1)$$

где  $r_g = 2GM$ . Это статическое решение должно сшиваться на поверхности тела с внутренним нестатическим решением вида [1]

$$ds^2 = U(t, r)dt^2 - V(t, r)dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (2)$$

Это сшивание происходит вне сферы Шварцшильда. В релятивистской теории гравитации (РТГ) гравитационное поле является физическим полем и в отличие от ОТО оно описывается тензором энергии-импульса, который только в декартовых координатах практически совпадает с псевдотензором Ландау—Лифшица. Именно поэтому, следуя изложенному в работе [2] подходу и проводя вычисления в декартовых координатах, можно установить, что и в ОТО, когда термоядерные источники энергии исчерпаны, радиус тела  $r_0(t)$  при гравитационном сжатии удовлетворяет

$$r_0(t) > r_g. \quad (3)$$

Такой путь вычислений в ОТО в декартовых координатах мог бы указать, особенно после работ Розена по двуметрическому формализму, на полые представления в теории гравитации. Это позволило бы в ОТО рассматривать декартову систему координат как инерциальную. Фок в своей известной монографии по гравитации писал: “...существование привилегированной системы координат, определяемой с точностью до преобразования Лоренца, отнюдь не является тривиальным, но отражает внутренние свойства пространства-времени”. Он полагал, что в ОТО можно ввести привилегированную систему координат, но на самом деле Фок при этом неосознанно выходил за рамки ОТО. В РТГ же его программа реализуется в чистом виде.

Возвращаясь к неравенству (3), отметим, что оно справедливо и для пылевидной материи. Отсюда следует, что коллапс пылевого шара также невозможен. В теории гравитации невозможно существование “точечных тел”. Остановка процесса гравитационного сжатия тела массы  $M$  в ОТО происходит из-за ограниченности отрицательной потенциальной энергии внешнего гравитационного поля. Именно это и приводит после остановки сжатия к процессу радиального расширения тела. В работе [2] в рамках РТГ подробно описан физический механизм остановки гравитационного сжатия и последующего расширения. Он связан с упругостью поля, возникающей благодаря наличию тензора энергии-импульса гравитационного поля. Исходная координатная система кривизн является физической. С помощью сферических (по Гильберту) координатных преобразований из класса  $C^3$  выберем функции  $t(\tau, R)$ ,  $r(\tau, R)$  и совершим переход в другую сферическую синхронную систему координат. Для пылевидной материи синхронная система координат будет в то же время сопутствующей веществу. Покажем теперь, как все изложенное выше проявляется в переменных  $\tau$  и  $R$  для решения Толмена. Используя выражения

$$dt = i d\tau + t' dR, \quad dr = \dot{r} d\tau + r' dR \quad (4)$$

(здесь точкой обозначена производная по  $\tau$ , а штрихом – производная по  $R$ ), совершим переход в интервале (2) к переменным  $\tau$  и  $R$ :

$$ds^2 = d\tau^2(U\dot{t}^2 - V\dot{r}^2) - dR^2(Vr'^2 - Ut'^2) - r^2(\tau, R)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (5)$$

При получении (5), для того чтобы исключить член  $d\tau dR$ , мы положили

$$U\dot{t}t' = V\dot{r}r'. \quad (6)$$

Переход в синхронную систему координат предполагает равенство

$$U\dot{t}^2 - V\dot{r}^2 = 1. \quad (7)$$

В синхронной системе координат интервал принимает вид

$$ds^2 = d\tau^2 - A(\tau, R)dR^2 - r^2(\tau, R)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (8)$$

где

$$A(\tau, R) = Vr'^2 - Ut'^2. \quad (9)$$

Из равенств (6) и (7) находим

$$t'^2 = \frac{V^2\dot{r}^2 r'^2}{U^2\dot{t}^2}, \quad \dot{t}^2 = \frac{1 + Vr'^2}{U}. \quad (10)$$

Учитывая эти выражения в (9), получим

$$A(\tau, R) = r'^2 \left( V - \frac{V^2\dot{r}^2}{1 + Vr'^2} \right) = \frac{Vr'^2}{1 + Vr'^2}. \quad (11)$$

С другой стороны, для интервала (8) имеет место решение Толмена для пылевидной материи [3]

$$A(\tau, R) = \frac{r'^2}{1 + f(R)}, \quad \dot{r}^2 = f(R) + \frac{F(R)}{r}. \quad (12)$$

Сравнивая (11) и (12), получим

$$V = \frac{r(\tau, R)}{r(\tau, R) - F(R)}. \quad (13)$$

Поскольку в исходных координатах кривизна для метрических коэффициентов интервала (2), согласно принципу причинности, справедливы неравенства

$$U > 0, \quad V > 0, \quad \frac{1}{U} > 0, \quad \frac{1}{V} > 0, \quad (14)$$

то из (13) и (14) следует неравенство

$$r(\tau, R) > F(R). \quad (15)$$

Условие (15) следует также из законов сохранения числа барионов  $N$  и электрического заряда [4]:

$$N = \int n_0 r^2 \left[ \frac{V}{1 - v^2} \right]^{1/2} \sin\theta dr d\theta d\phi, \quad (16)$$

$$Q = \int q_0 r^2 \left[ \frac{V}{1 - v^2} \right]^{1/2} \sin\theta dr d\theta d\phi,$$

здесь  $n_0$  и  $q_0$  – плотности числа частиц и электронного заряда соответственно в сопутствующей системе отсчета.

Для облака пыли конечного размера  $R_0$  его полная масса, согласно решению Толмена [3], дается выражением

$$M = 4\pi \int_0^{R_0} \rho r' r^2 dR = \frac{F(R_0)}{2G} = \frac{r_g}{2G}.$$

При выполнении условия причинности в точке  $R = R_0$  неравенство (15) принимает вид

$$r(\tau, R_0) > F(R_0) = r_g, \quad (17)$$

что согласуется с неравенством (3). Согласно неравенству (17) для  $f \leq 0$  квадрат скорости

$$f^2 < 1.$$

Таким образом, если точно следовать принципу причинности Гильберта и совершить переход от собственной системы (2), удовлетворяющей условиям (14), в другую собственную систему координат (8), то в полном согласии с (3) придем к неравенствам (15) и (17).

Отсюда следует, что физическое решение, полученное путем сшивания внешнего решения (1) с внутренним решением (2), не может быть преобразовано с помощью допустимых собственных координатных преобразований в решение Толмена в области  $r(\tau, R) \leq F(R)$ . Это означает, что решение Толмена в этой области несовместимо с принципом причинности Гильберта. Именно поэтому на основе решения Толмена нельзя сделать вывод о реальности коллапса.

Возвращаясь к решению Толмена для пылевидной материи, напомним, что функция  $r(\tau, R)$  вычисляется точно. Если принудительно положить

$$r(\tau, R) = C, \quad (18)$$

где  $C$  – некоторая произвольная постоянная, то отсюда будет следовать, что

$$\frac{dR}{d\tau} = -\frac{\dot{r}}{r'}. \quad (19)$$

Квадрат скорости, как следует из вида интервала (8), для радиального движения определяется равенством

$$v^2 = A(\tau, R) \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2 = \frac{r'^2}{1 + f(R)} \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2. \quad (20)$$

Подставляя (19) в равенство (20), получим

$$v^2 = \frac{\dot{r}^2}{1 + f(R)}. \quad (21)$$

Учитывая (12), находим

$$v^2 = \frac{1}{1 + f(R)} \left( f(R) + \frac{F(R)}{r} \right). \quad (22)$$

Из (22) следует, что только при выполнении неравенства (15) скорость (20) будет меньше скорости света.

2. Рассмотрим теперь радиальное движение пробной частицы, имеющей произвольную началь-

ную скорость, в гравитационном поле пылевого шара, описываемом решением Толмена [3] при  $f=0$

$$e^{\lambda(\tau, R)} = (r')^2, \quad r(\tau, R) = \left(\frac{9F(R)}{4}\right)^{1/3} (\tau_0(R) - \tau)^{2/3} \quad (23)$$

Далее мы покажем, что решение Толмена для пылевидной материи явно нарушает принцип причинности и в синхронной системе координат  $\tau, R$ . Используя уравнение геодезической для радиального движения

$$\frac{du^0}{ds} + \Gamma_{11}^0 (u^1)^0 = 0, \quad \Gamma_{11}^0 = (\dot{r})' r', \quad (24)$$

$$u^0 = \frac{d\tau}{ds}, \quad u^1 = \frac{dR}{ds}$$

и учитывая равенство

$$(u^0)^2 - (r')^2 (u^1)^2 = 1, \quad (25)$$

находим

$$\frac{1}{(u^0)^2 - 1} \frac{du^0}{ds} + \frac{\partial}{\partial \tau} \ln r' = 0. \quad (26)$$

Согласно (23) имеем

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \ln r' = \frac{1}{3(\tau_0 - \tau)} - \frac{1}{b(\tau, R)}, \quad (27)$$

$$b(\tau, R) = \tau_0(R) - \tau + \frac{2\tau_0' F(R)}{F'(R)}.$$

Подставляя (27) в (26), получим

$$\frac{d}{d\tau} \ln[(u^0)^2 - 1] = -\frac{2}{3(\tau_0 - \tau)} + \frac{2}{b(\tau, R)}. \quad (28)$$

После интегрирования будем иметь

$$(u^0)^2 - 1 = \frac{\eta^2(R)(\tau_0 - \tau)^{2/3}}{b^2(\tau, R)}, \quad (29)$$

где  $\eta(R)$  — произвольная функция интегрирования. Подставляя это выражение в (25), находим

$$(u^1)^2 = \frac{\eta^2(\tau_0 - \tau)^{2/3}}{(r')^2 b^2(\tau, R)}. \quad (30)$$

Так как

$$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = \frac{(u^1)^2}{(u^0)^2}, \quad (31)$$

то из (29) и (30) находим, что

$$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = \frac{\eta^2(\tau_0(R) - \tau)^{2/3}}{(r')^2 [\eta^2(\tau_0 - \tau)^{2/3} + b^2(\tau, R)]}. \quad (32)$$

Для радиального движения пробной частицы интервал принимает вид

$$ds^2 = d\tau^2 \left(1 - e^{\lambda} \left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2\right) = d\tau^2 (1 - v^2), \quad (33)$$

где

$$v^2 = e^{\lambda} \left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = (r')^2 \left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 \quad (34)$$

является квадратом физической скорости пробной частицы.

Используя (32) в (34), получим

$$v^2 = \frac{\eta^2(\tau_0(R) - \tau)^{2/3}}{\eta^2(\tau_0 - \tau)^{2/3} + b^2(\tau, R)}. \quad (35)$$

Напомним, что  $R$  зависит от  $\tau$  и при  $\tau = \tau_0$  имеет место  $R(\tau_0) = 0$ , а следовательно,  $F(0) = 0$ . Из (35) и (27) следует, что скорость пробных частиц за ограниченное время  $\tau_0$  становится равной скорости света, что физически и математически недопустимо на геодезической линии, поскольку если геодезическая изотропна в точке, то она изотропна всюду [5]. Это означает, что решение Толмена для пылевидной материи не удовлетворяет принципу причинности Гильберта. Именно поэтому на основе модели Толмена нельзя утверждать о реальности коллапса даже для пылевидной материи. В том случае, когда  $\tau_0$  — постоянная, имеем:

$$v^2 = \frac{\eta^2(\tau_0 - \tau)^{2/3}}{\eta^2(\tau_0 - \tau)^{2/3} + (\tau_0 - \tau)^2}. \quad (36)$$

3. Рассмотрим в рамках РТГ движение пробной частицы во Вселенной. Интервал в плоской Вселенной имеет вид

$$ds^2 = d\tau^2 - \beta^4 a^2(\tau) (dR^2 + R^2 d\theta^2 + R^2 \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (37)$$

где

$$\beta = a_{\max}. \quad (38)$$

Запишем уравнение геодезической для нулевой компоненты:

$$\frac{du^0}{ds} + \Gamma_{11}^0 (u^1)^2 = 0, \quad \Gamma_{11}^0 = \beta^4 a \dot{a}. \quad (39)$$

Из (39) с учетом равенства

$$(u^0)^2 - \beta^4 a^2 (u^1)^2 = 1 \quad (40)$$

получаем

$$\frac{1}{(u^0)^2 - 1} \frac{du^0}{ds} = \frac{1}{2d\tau} \ln[(u^0)^2 - 1] = -\frac{d}{d\tau} \ln[a(\tau)]. \quad (41)$$

Отсюда находим

$$(u^0)^2 - 1 = \frac{\eta^2}{a^2(\tau)}, \quad (42)$$

где  $\eta^2$  — постоянная интегрирования. Подставляя (42) в (40), получим

$$(u^1)^2 = \frac{\eta^2}{\beta^4 a^4(\tau)}. \quad (43)$$

Так как

$$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = \frac{(u^1)^2}{(u^0)^2}, \quad (44)$$

то, учитывая (42) и (43), получаем

$$\left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2 = \frac{\eta^2}{\beta^4 a^2 (\eta^2 + a^2)}. \quad (45)$$

Поскольку радиальная физическая скорость, как следует из вида интервала (37), равна

$$v^2 = \beta^4 a^2 \left(\frac{dR}{d\tau}\right)^2, \quad (46)$$

то, учитывая (45) в (46), находим

$$v^2 = \frac{\eta^2}{\eta^2 + a^2(\tau)}. \quad (47)$$

В РТГ из-за наличия массы покоя гравитона  $m$  минимальное значение масштабного фактора

$$a_{\min} = \left(\frac{m^2 c^2}{32\pi G\rho_{\max}}\right)^{1/6} > 0. \quad (48)$$

Поэтому в РТГ физическая скорость пробной частицы при радиальном движении никогда не достигает скорости света – проявляется упругость гравитационного поля.

В РТГ из-за наличия массы покоя гравитона принцип причинности Гильберта выполняется. Однако ввиду малости величины  $a_{\min}$  сжатие Вселенной будет сопровождаться ростом энергии пробных частиц. Из изложенного выше можно сделать общий вывод: физически гравитационные поля, получаемые путем реше-

ния уравнений Гильберта–Эйнштейна с учетом принципа причинности Гильберта, не могут сообщить пробным телам, движущимся с некоторой начальной скоростью по геодезическим, физическую скорость, равную скорости света, за ограниченное собственное время.

В заключение напомним слова Гильберта [6]: “Итак, мы видим, что лежащие в основе принципа причинности фундаментальные понятия причины и следствия и в новой физике не приводят к каким-либо противоречиям, если к нашим основным уравнениям мы присовокупим неравенства (31), т.е. ограничимся рассмотрением собственных пространственно-временных координат”.

Авторы благодарны В.А. Петрову, А.П. Самохину, Н.Е. Тюрину за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синг Дж.Л. Общая теория относительности. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
2. Логунов А.А., Мествиришвили М.А. // ТМФ. 2012. Т. 171. № 1. С. 150–153.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Физматлит, 2001. Т. 2.
4. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Релятивистская астрофизика. М.: Наука, 1967.
5. Петров А.З. Новые методы в общей теории относительности. М.: Наука, 1966.
6. Гильберт Д. Избранные труды. Том II. Основания физики (второе сообщение). М.: Факториал, 1998. 383 с.