Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. Н. Манида, М. Е. Чайковский, Ускоренные системы отсчета в пространстве AdS, *ТМФ*, 2017, том 190, номер 3, 494–501

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9127>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.187.58

26 апреля 2023 г., 13:22:26

© 2017 г.

С. Н. Манида*, М. Е. Чайковский*

УСКОРЕННЫЕ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА В ПРОСТРАНСТВЕ AdS

Рассмотрены системы отсчета равноускоренных наблюдателей в пространстве анти-де Ситтера. Построены преобразования координат для перехода из инерциальных систем отсчета в равноускоренные системы отсчета для всех значений ускорения, как больших, так и меньших критического. Основой для построения служат координаты Бельтрами – естественные координаты для описания равноускоренного движения, так как именно в этих координатах геодезические в пространстве анти-де Ситтера оказываются прямыми, т. е. описываются линейными функциями. В силу того что в пространстве анти-де Ситтера преобразования трансляции пространственно-временных координат не являются абелевыми, возникает нетривиальная проблема определения инерциальной сопутствующей системы отсчета. Построение системы координат ускоренного наблюдателя с помощью этой вспомогательной инерциальной сопутствующей системы отсчета требует дополнительных преобразований, которые не только уравнивают скорости двух систем, но и уравнивают начала отсчета этих систем. Наличие критического ускорения в пространстве анти-де Ситтера приводит к различию в явных выражениях при переходе к ускоренным системам координат для ускорений, больших и меньших критического.

Ключевые слова: координаты Риндлера, релятивистская кинематика, пространство анти-де Ситтера, координаты Бельтрами.

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9127>

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что покоящийся детектор в пространстве де Ситтера (dS) регистрирует температуру $2\pi T = (\Lambda/3)^{1/2}$. Этот результат был обобщен (см. статью [2]) на детекторы, движущиеся в пространстве dS с постоянным 4-ускорением a , которые регистрируют температуру $2\pi T = (\Lambda/3 + a^2)^{1/2}$. Для пространства AdS, т. е. при $\Lambda < 0$, точно такой же результат получен в работе [3], из чего следует, что при некотором минимальном значении ускорения детектора $a_{\min} = \sqrt{|\Lambda/3|}$ регистрируемая температура обращается в ноль. Наличие критического ускорения принципиально отличает равноускоренное движение в пространствах AdS и dS.

* Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.
E-mail: sergey@manida.com, chaykovskiy@gmail.com

Целью данной работы является исследование равноускоренного движения в пространстве AdS и, в частности, построение аналога координат Риндлера в пространстве AdS. В статье [4] описан математический метод введения координатной системы, связанной с равноускоренным движением в пространстве dS. Предложенный в работе [4] метод основан на принципе соответствия ускоренных и инерциальных систем отсчета при устремлении к нулю величины инвариантного 4-ускорения. В пространстве AdS при ускорениях, больших, чем критические, такой метод не работает.

Опишем суть предлагаемого математического метода в пространстве dS. Известно, каким образом строится ускоренная система координат в пространстве Минковского – используются координаты Риндлера. Базисом для введения координат Риндлера служат декартовы координаты в пространстве Минковского. Именно в этих “естественных” координатах инерциальное движение описывается линейными функциями. Переход от декартовых координат (x, t) к координатам Риндлера (X, T) осуществляют преобразования

$$x = \left(X + \frac{c^2}{a} \right) \operatorname{ch} \frac{aT}{c} - \frac{c^2}{a}, \quad (1)$$

$$ct = \left(X + \frac{c^2}{a} \right) \operatorname{sh} \frac{aT}{c}, \quad (2)$$

заданные с точностью до трансляций. В декартовых координатах трансляции имеют тривиальный вид, но в пространствах dS/AdS это не так, поэтому мы берем за основу то, что можно назвать непрерывными преобразованиями в координаты Риндлера, т. е. такой вид этих координат, который превращается в тождественное преобразование в пределе $a \rightarrow 0$. Трансляция в формуле (1) выбрана именно на таком основании. Если говорить о физическом смысле координат Риндлера, то они связаны с траекторией соответствующего равноускоренного наблюдателя, неоднозначность в определении координат связана с произвольным выбором начальных параметров для равноускоренного движения (координаты и скорости в некоторый момент времени). Чтобы получить интересующий нас вид преобразований, наложим на траекторию равноускоренного наблюдателя в пространстве Минковского следующие условия: $\dot{x}(0) = 0$, $x(0) = 0$. При равном нулю ускорении такая траектория совпадает с траекторией инерциального наблюдателя исходной системы $x(t) = 0$.

Основываясь на превращении пространства dS в пределе $R \rightarrow \infty$ в пространство Минковского, мы предлагаем следующий критерий для построения аналога координат Риндлера в dS. Выбирается система координат в dS, которая в пределе $R \rightarrow \infty$ превращается в декартовы координаты в пространстве Минковского. На основе этой координатной системы строятся преобразования, удовлетворяющие двум условиям: 1) преобразования зависят от одного параметра a , называемого ускорением, и в случае $a = 0$ они превращаются в тождественное преобразование; 2) в пределе $R \rightarrow \infty$ преобразования переходят в (1), (2) и метрика dS, записанная через преобразованные координаты, превращается в метрику Риндлера:

$$ds^2 = \left(1 + \frac{aT}{c^2} \right)^2 dT^2 - dX^2. \quad (3)$$

Мы не отказываемся от такого подхода для построения аналогичных координат в пространстве AdS, но хотим представить метод, основанный на физическом смысле координат Риндлера, а не на поиске подходящей координатной системы, тем более что, как отмечено выше, предельный переход $a \rightarrow 0$ может не иметь смысла в пространстве AdS.

За основу мы выбираем систему координат Бельтрами в пространстве AdS и получаем пространство анти-де Ситтера–Бельтрами (AdSB) [5], [6]. Четырехмерное пространство AdS определяется как псевдосфера в пятимерном плоском пространстве Минковского с метрикой $ds^2 = \eta_{AB} dX^A dX^B$, где $\eta_{AB} = \text{diag}\{1, 1, -1, -1, -1\}$:

$$\text{AdS}_4 = \{X \in M^{(2,3)} : \eta_{AB} X^A X^B = R^2\}.$$

Координаты Бельтрами вводятся следующим образом:

$$x_\mu = R \frac{X_\mu}{X_{-1}}, \quad \mu = \{0, 1, 2, 3\}, \quad x_0 = ct.$$

Метрика AdS в координатах Бельтрами имеет вид

$$ds^2 = \frac{\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}{1 + \eta_{\mu\nu} x^\mu x^\nu / R^2} - \frac{(\eta_{\mu\nu} x^\mu dx^\nu)^2}{R^2(1 + \eta_{\mu\nu} x^\mu x^\nu / R^2)^2}. \quad (4)$$

Чуть позже мы дадим объяснение выбору именно этих координат, но на данный момент достаточно того факта, что указанные координаты в пределе $R \rightarrow \infty$ превращаются в декартовы координаты в пространстве Минковского. Таким образом, мы строим преобразование координат, которое зависит от одного параметра a и обращается в тождественное преобразование при $a = 0$. В пределе $R \rightarrow \infty$ преобразования переходят в преобразования Риндлера и метрика принимает вид метрики Риндлера.

Сразу отметим, что все наши построения ограничиваются только двумерным случаем.

2. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ КООРДИНАТ РИНДЛЕРА В ПРОСТРАНСТВЕ МИНКОВСКОГО

Для удобства мы используем термин “траектория” для функции $x(t)$, соответственно скоростью и ускорением называем $\dot{x}(t)$, $\ddot{x}(t)$, и применяем термины вектор-скорость и вектор-ускорение для $dx^\mu/d\tau$ и $d^2x^\mu/d\tau^2$. Напомним, что координаты Риндлера в пространстве Минковского получаются как естественные координаты, связанные с равноускоренным наблюдателем. Траекторию равноускоренного движения в пространстве Минковского можно определить либо как движение с постоянным в сопутствующей инерциальной системе отсчета ускорением, либо как траекторию, вдоль которой постоянным остается скалярный квадрат вектор-ускорения.

Координаты Риндлера строятся на основе принципа, описанного в статье [4]. Пусть в исходной инерциальной системе отсчета наблюдатель движется по некоторой траектории. Мы считаем, что ускоренный наблюдатель имеет часы и линейки, аналогичные тем, что имеют инерциальные наблюдатели, и считаем, что ускорение не оказывает эффекта на измерительные приборы. Для любой точки траектории существует сопутствующая система отсчета, т.е. такая, в которой скорость равна

нулю. В бесконечно малой области можно считать, что часы ускоренного наблюдателя совпадают с часами в этой системе. Это означает, что время по часам любого наблюдателя равно собственному времени вдоль его траектории (τ) с учетом произвольности начала отсчета этого времени. Линейкой можно измерить только координаты одновременных событий. Пусть в сопутствующей системе отсчета некоторой точке траектории соответствует время T , тогда прямая $t = T$ в этой системе отсчета определяет одновременные события для ускоренного наблюдателя. В исходной инерциальной системе отсчета эта прямая имеет вид $x(t; T; \tau)$. Пусть некоторая точка исходной инерциальной системы отсчета лежит на одной из таких прямых, тогда временная координата этой точки в системе координат ускоренного наблюдателя равна τ , а пространственная координата равна координате в сопутствующей системе отсчета для точки $(ct(\tau); x(\tau))$, где данная точка траектории наблюдателя лежит на оси $x = 0$.

Именно по такому принципу строится система координат, связанная с ускоренным наблюдателем в пространстве Минковского, именно так получаются и координаты Риндлера, если предположить, что траектория наблюдателя – это равноускоренная траектория с соответствующими начальными условиями. Такое построение применимо только в области, где прямые одновременных событий не пересекаются; это условие ограничивает область так называемым клином Риндлера.

В итоге каждая точка траектории наблюдателя определяет множество точек, которые мы называем одновременными с этой точкой относительно наблюдателя. Им сопоставляется время, равное собственному времени наблюдателя (отсчет ведется от точки $t = 0$, наложенные условия гарантируют, что координата наблюдателя в этот момент также равна нулю). Пространственной координатой относительно наблюдателя мы называем координату в соответствующей сопутствующей системе отсчета.

Теперь можно объяснить, почему мы выбрали именно координаты Бельтрами. Это связано с несколькими замечательными свойствами этих координат. Во-первых, геодезические линии в AdSB являются прямыми. Это очень важно, так как позволяет говорить об инерциальных системах отсчета в пространстве AdSB. Соответственно, в любой инерциальной системе отсчета прямые остаются прямыми, хотя их наклон и изменяется, причем даже при преобразованиях, которые являются аналогом трансляций в пространстве Минковского. Во-вторых, как и в пространстве Минковского, в AdSB равноускоренной траектории можно придать физический смысл. Мы определяем равноускоренную траекторию как траекторию, вдоль которой остается постоянным скалярный квадрат вектор-ускорения, но замечаем, что такое движение соответствует траекториям с постоянным ускорением в локально сопутствующей системе отсчета (т.е. в такой системе отсчета, где данная точка траектории имеет координаты $(0; 0)$ и скорость 0). Здесь важно отметить именно равенство нулю координат, в пространстве Минковского тривиальные трансляции не меняют ускорение, но трансляции в пространстве AdSB могут изменить ускорение. Нам сразу же понадобится второе свойство координат Бельтрами, а именно то, что для любой точки и любой скорости в этой точке найдется соответствующая локально сопутствующая инерциальная система отсчета. Эти свойства позволяют нам строить искомую систему координат, основываясь на физическом принципе построения координат Риндлера.

3. РАВНОУСКОРЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ В ПРОСТРАНСТВЕ AdSB

В двумерном случае уравнение, определяющее равноускоренную траекторию в пространстве AdSB, имеет вид

$$a = \ddot{x} \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{x_0^2 - x^2}{R^2}}\right)^3}{\left(\sqrt{1 - \frac{\dot{x}^2}{c^2} - \frac{(\dot{x}t - x)^2}{R^2}}\right)^3}. \quad (5)$$

Как отмечалось выше, константа a имеет смысл ускорения в локально сопутствующей системе отсчета. Эту же константу мы будем использовать как параметр в преобразовании координат. По аналогии с пространством Минковского найдем траекторию в пространстве AdSB с заданным ускорением a , удовлетворяющую условиям $x(0) = 0$, $\dot{x}(0) = 0$. Соответствующее решение уравнения (5) имеет вид

$$x = \frac{\sqrt{1 + \frac{a^2 t^2}{c^2} + \frac{c^2 t^2}{R^2}} - 1}{\frac{c^2}{aR^2} + \frac{a}{c^2}}. \quad (6)$$

Скорость и ускорение для этой траектории записываются как

$$\dot{x} = \frac{at}{\sqrt{1 + \frac{a^2 t^2}{c^2} + \frac{c^2 t^2}{R^2}}}, \quad (7)$$

$$\ddot{x} = \frac{a}{\left(\sqrt{1 + \frac{a^2 t^2}{c^2} + \frac{c^2 t^2}{R^2}}\right)^3}. \quad (8)$$

Теперь можно применить метод построения координат Риндлера к пространству AdSB. Здесь нужно отметить некоторые особенности, связанные с преобразованиями симметрии в пространстве AdSB. Первая особенность связана с понятием времени. Дело в том, что для траектории наблюдателя, покоящегося в начале координат, его собственное время не равно времени по часам координат Бельтрами. Для определения собственного времени необходимо определить однозначно соответствующее ему время Бельтрами так, чтобы отрезок, соединяющий точки $(0; 0)$, $(cT; 0)$, имел в AdSB длину, равную собственному времени, умноженному на c . В принципе это можно осуществить посредством простой замены переменных, набор одновременных событий определяется траекторией наблюдателя, а какое общее время присвоить этим событиям – вопрос выбора координат, но мы хотим, чтобы в пределе нулевого ускорения получалось тождественное преобразование.

Вторая особенность связана с нетривиальностью трансляций в пространстве AdSB. Можно сказать, что линейки и часы Бельтрами тесно связаны между собой. В силу этого понятие сопутствующей системы отсчета для данной точки траектории становится нетривиальным. Чтобы правильно определить координату в системе ускоренного наблюдателя, надо выбрать такую сопутствующую систему, в которой данная точка траектории имеет координаты $(cT(\tau); 0)$. Пространственная координата на прямой $t = T$ в этой системе отсчета и является искомой координатой для точки в ускоренно движущейся системе.

У нас есть выражение (6), определяющее траекторию как функцию от t . Теперь необходимо параметризовать эту траекторию в терминах собственного времени

вдоль этой траектории:

$$c\tau = \int_0^t ds, \quad (9)$$

где интегрирование ведется вдоль равноускоренной траектории. Таким образом мы получим выражение для $\tau(t)$, а взяв выражение, обратное к нему, найдем искомую параметризацию $t(\tau)$, $x(t(\tau))$. Для случая траектории (6)

$$\tau = \int_0^t \frac{1 + A^2}{\sqrt{1 + (1 + A^2) \frac{c^2 t'^2}{R^2}} \left(A^2 + \sqrt{1 + (1 + A^2) \frac{c^2 t'^2}{R^2}} \right)} dt', \quad (10)$$

где введено обозначение $A = aR/c^2$. Полученная параметризация $t(\tau)$ имеет вид

$$ct(\tau) = \frac{R\sqrt{1 - A^2} \operatorname{tg}\left(\frac{c\tau}{R} \sqrt{1 - A^2}\right)}{1 - A^2 \sec\left(\frac{c\tau}{R} \sqrt{1 - A^2}\right)} \quad \text{при } A < 1, \quad (11)$$

$$ct(\tau) = \frac{R\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{sh}\left(\frac{c\tau}{R} \sqrt{A^2 - 1}\right)}{A^2 - \operatorname{ch}\left(\frac{c\tau}{R} \sqrt{A^2 - 1}\right)} \quad \text{при } A > 1. \quad (12)$$

Эти выражения можно понимать как одну функцию от двух переменных τ и A . На границе при $A = 1$ эта функция непрерывна по A . Видно, что преобразования имеют различный вид для ускорений, больших или меньших, чем критическое ускорение $a = c^2/R$.

Связь собственного времени инерциального наблюдателя и времени Бельтрами записывается как

$$c\tau = R \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}. \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в формулы (11), (12), получаем траектории в терминах координатного времени T .

Теперь построим преобразования координат, т. е. выразим координаты в исходной инерциальной системе в виде функций от координат в сопутствующей системе ускоренного наблюдателя. Пользуясь общим принципом, нам нужно найти преобразование из одной инерциальной системы отсчета в другую, которое переведет точку траектории $(ct(T); x(t(T)))$ в точку $(cT; 0)$ и обратит в ноль соответствующую скорость $\dot{x}(t(T))$. Затем мы построим обратное преобразование. Полученное таким образом преобразование из одной инерциальной системы отсчета в другую зависит от параметров a и T . Применяя это преобразование к точкам $(cT; X)$, получаем искомое преобразование координат. Важно отметить, что для каждого T получается свое инерциальное преобразование, т. е. каждое конкретное инерциальное преобразование определяет положение набора одновременных относительно ускоренного наблюдателя событий в исходной инерциальной системе отсчета.

Построить соответствующее преобразование для каждого T можно следующим образом: сначала осуществить преобразование Лоренца с параметром $x(t(T))$, затем провести пространственную трансляцию, которая обратит в ноль соответствующую пространственную координату, после чего осуществить временную трансляцию в соответствующую точку T . Таким образом мы получим преобразование $L_{T,a}$, переводящее точку траектории $(ct(T); x(t(T)))$ в точку $(cT; 0)$. Порядок преобразований

важен, так как они не коммутируют, а указанный порядок выбран из-за особенностей преобразований скорости. После этого мы строим обратное преобразование $L_{T,a}^{-1}$ и действуем им на точки $(cT; X)$. Таким образом мы находим искомые преобразования координат $(ct; x) = L_{T,a}^{-1}(cT; X)$.

Вся группа трансляций пространства AdS в координатах Бельтрами имеет следующий вид [7]:

1) трансляции начала отсчета пространственной координаты ($x = \rho \rightarrow x' = 0$):

$$x' = \frac{x - \rho}{1 - (x\rho)/R^2}, \quad t' = \frac{t\sqrt{1 - \rho^2/R^2}}{1 - (x\rho)/R^2}, \quad (14)$$

2) трансляция начала отсчета времени ($t = \theta \rightarrow t' = 0$):

$$t' = \frac{t - \theta}{1 + (t\theta)/R^2}, \quad x' = \frac{x\sqrt{1 + \theta^2/R^2}}{1 + (t\theta)/R^2}. \quad (15)$$

Выше мы описали лишь метод получения преобразований, поскольку конкретные алгебраические вычисления слишком громоздки и не содержат принципиальных моментов. Запишем полученные в результате этих вычислений выражения с использованием функции $t(T)$, имеющей различный аналитический вид для ускорений, меньших или больших, чем критическое (т. е. выражения (11), (12) с учетом (13)):

$$x = \frac{AR\left(\sqrt{1 + (1 + A^2)\frac{c^2 t^2(T)}{R^2}} - 1\right) + \frac{RX(1 + A^2)}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}\sqrt{1 + (1 + A^2)\frac{c^2 t^2(T)}{R^2}}}{1 + A^2 + \frac{X}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}\left(1 - \sqrt{1 + (1 + A^2)\frac{c^2 t^2(T)}{R^2}}\right)}, \quad (16)$$

$$ct = \frac{ct(T)\left(1 + \frac{AX}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}\right)(1 + A^2)}{1 + A^2 + \frac{X}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}\left(1 - \sqrt{1 + (1 + A^2)\frac{c^2 t^2(T)}{R^2}}\right)}. \quad (17)$$

Подставляя в эти выражения функцию $t(T)$ и упрощая, получаем окончательный вид преобразований координат. Поскольку функции имеют различный вид для ускорений, больших и меньших критического, окончательные преобразования выглядят по-разному. Для ускорений, меньших критического (при $A < 1$),

$$x = \frac{AR(\sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}) - 1) + \frac{XR(\sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}) - A^2)}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}{(1 - A^2 \sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R})) + \frac{XA(1 - \sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}))}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}, \quad (18)$$

$$ct = \frac{R\sqrt{1 - A^2} \operatorname{tg}(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R})(1 + \frac{AX}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}})}{(1 - A^2 \sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R})) + \frac{XA(1 - \sec(\sqrt{1 - A^2} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}))}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}. \quad (19)$$

Для ускорений, больших критического (при $A > 1$),

$$x = \frac{AR(\operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}) - 1) + \frac{XR(\operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}) - \frac{1}{A^2})}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}{(A^2 - \operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R})) + \frac{XA(1 - \operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}))}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}, \quad (20)$$

$$ct = \frac{R\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{sh}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}) (1 + \frac{AX}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}})}{(A^2 - \operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R})) + \frac{XA(1 - \operatorname{ch}(\sqrt{A^2 - 1} \operatorname{arctg} \frac{cT}{R}))}{\sqrt{R^2 + c^2 T^2}}}. \quad (21)$$

Переписать метрику AdSB в полученных координатах в рамках нашей работы не представляется возможным, но в этом нет необходимости. Нужно лишь убедиться, что полученные преобразования решают поставленную задачу. Видно, что при $A \rightarrow 0$ преобразования (18), (19) превращаются в тождественные.

Несложно также убедиться, что в пределе $R \rightarrow \infty$ преобразования (20), (21) превращаются в (1), (2). Мы не приводим здесь вычисления, но метрика AdSB, записанная в координатах T, X , соответствующих преобразованиям (20), (21), также превращается в пределе $R \rightarrow \infty$ в метрику (3). Нет смысла рассматривать преобразования (18) и (19) в пределе $R \rightarrow \infty$ при постоянном значении ускорения, так как для любого заданного ускорения найдется значение R , при котором это ускорение окажется больше критического. Критическое ускорение становится равным нулю в пределе $R \rightarrow \infty$, и равноускоренные траектории превращаются в траектории равномерного движения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные выражения (18)–(21) решают поставленную задачу и определяют естественные координаты для равноускоренного наблюдателя в пространстве AdSB. Возможно, выбор координат Бельтрами является не самым удобным с точки зрения поставленной задачи и громоздкий вид полученных выражений – это следствие неудачного выбора координат. Но координаты Бельтрами были выбраны именно из-за сходства с декартовыми координатами в пространстве Минковского. Мы хотели не только найти аналог координат Риндлера в пространстве AdS, но и показать, что эти координаты имеют простой физический смысл и напрямую связаны с ускорением соответствующего наблюдателя. Более того, мы хотели показать, что, как и в пространстве Минковского, равноускоренное движение можно связать с конкретным наблюдаемым ускорением, а не только со скалярной характеристикой траектории, называемой квадратом вектор-ускорения.

Список литературы

- [1] N. D. Birrell, P. C. W. Davies, *Quantum Fields in Curved Space*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics, **7**, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982.
- [2] H. Narnhofer, I. Peter, W. Thirring, “How hot is the de Sitter space?”, *Internat. J. Modern Phys. B*, **10**:13–14 (1996), 1507–1520.
- [3] S. Deser, O. Levin, “Accelerated detectors and temperature in (anti-) de Sitter spaces”, *Class. Quantum Grav.*, **14**:9 (1997), L163–L168.
- [4] I. I. Cotăescu, *Acceleration in de Sitter spacetimes*, arXiv: 1403.3074.
- [5] С. Н. Манида, “Динамика взаимодействующих частиц с $SL(2, \mathbb{R})$ -симметрией”, *ТМФ*, **184**:3 (2015), 499–504.
- [6] Т. Ангсачон, С. Н. Манида, М. Е. Чайковский, “Законы сохранения для классических частиц в пространстве анти-де Ситтера–Бельтрами”, *ТМФ*, **176**:1 (2013), 13–21.
- [7] С. Н. Манида, “Обобщения релятивистской кинематики”, *ТМФ*, **169**:2 (2011), 323–336.