Р2-2002-212

Н. А. Черников, Н. С. Шавохина

О СПРАВЕДЛИВОСТИ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ЭЙНШТЕЙНА В ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ

ЗАДАЧА О СВОБОДНОМ ПОЛЕТЕ ЧАСТИЦЫ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТЬЮ В ОДНОРОДНОМ СТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ТЯЖЕСТИ

Однородное статическое гравитационное поле с потенциалом $U = gz$ изучается в средней школе. Такое поле и свободное падение частицы (представленной материальной точкой) в нем вполне описывается системой отсчета $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{t})$, движущейся с постоянным ускорением g вверх по оси Z. Переход от покоящейся системы отсчета (x, y, z, t) к ускоренной системе достигается преобразованием

$$\hat{x} = x, \quad \hat{y} = y, \quad \hat{z} = z + \frac{g}{2}\, t^2, \quad \hat{t} = t. \tag{1}$$

Нетрудно видеть, что частица, свободно движущаяся в системе отсчета со "шляпкой", свободно падает в системе отсчета без "шляпки". Действительно, если

$$\hat{x} = x_0 + v_1\, \hat{t}, \quad \hat{y} = y_0 + v_2\, \hat{t}, \quad \hat{z} = z_0 + v_3\, \hat{t}, \tag{2}$$

то согласно (1)

$$x = x_0 + v_1\, t, \quad y = y_0 + v_2\, t, \quad z = z_0 + v_3\, t - \frac{g}{2}\, t^2\,. \tag{3}$$

Понятно, что константы $x_0, y_0, z_0, v_1, v_2, v_3$ здесь являются начальными данными для системы уравнений

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2y}{dt^2} = 0, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = -g\,. \tag{4}$$

По такому образцу А. Эйнштейн [2] начал рассматривать однородное статическое гравитационное поле в новой тогда теории относительности. Свою надежду на то, что такое гравитационное поле и в новой теории можно изучить с помощью перехода к равномерно и прямолинейно движущейся системе отсчета, Эйнштейн назвал принципом эквивалентности.

Но это начинание Эйнштейна в то время не увенчалось бесспорным успехом, и принцип эквивалентности не получил однозначной оценки. Так, Дж. Синг [3] предложил принцип эквивалентности похоронить, а С. Вейнберг [4] решил, что принцип эквивалентности безупречен. Обстоятельно рассмотрев вопрос, В.А. Фок [5] пришел к важному заключению: принцип эквивалентности Эйнштейна не может иметь места во всем пространстве-времени.

Между тем в работе [6] одного из авторов данной статьи доказано, что принцип эквивалентности Эйнштейна имеет-таки место в полупространстве-времени $z > 0$, что, понятно, не противоречит приведенному выше заключению Фока.

Напротив, в ньютоновской теории принцип эквивалентности имеет место во всем пространстве-времени, иначе говоря, он выполняется всегда и всюду, а точнее говоря, при всех значениях абсциссы x, ординаты y, аппликаты z и времени t мировой точки. Уравнения (4), пока к ним не предъявлено каких-либо условий, описывают падение частицы в бездонную пропасть. При этом плотность источника гравитационного поля во всем пространстве-времени равна нулю, так как равна нулю вторая производная по z от потенциала $U = gz$. К тому же преобразование (1) взаимно однозначно во всем пространстве-времени. Ничего такого в теории относительности, согласно заключению Фока, быть не может.

Учитывая это, рассмотрим не падение частицы в бездонную пропасть, а ее полет над горизонтальной плоскостью $z = 0$. Для этого достаточно рассмотреть гравитационное поле над этой плоскостью, т. е. в области $z > 0$. Такое поле порождается источником, плотность которого равна нулю в области $z > 0$, а вне этой области не зависит ни от x, ни от y, ни от t.

Именно эту задачу поставил и решил Галилей, именно с нее начала развиваться теория гравитации, именно она ныне входит в программу преподавания физики в средней школе.

С самого начала мы нацелились рассмотреть здесь аналогичную задачу в теории относительности. Потому и положили заранее $U = gz$. Иначе надо было положить $U = U_0 + gz$, где U_0 - произвольная константа. Дальше мы считаем, что

$$z \geq 0. \tag{5}$$

Этим условием мы накладываем освобождающую склерономную связь на уравнения движения частицы в рассматриваемом поле тяжести.

Преобразование (1) переводит четырехмерную область

$$-\infty < x < \infty,\ -\infty < y < \infty,\ z \geq 0,\ -\infty < t < \infty \tag{6}$$

в четырехмерную же область

$$-\infty < \hat{x} < \infty,\ -\infty < \hat{y} < \infty,\ \hat{z} \geq \frac{g}{2}\hat{t}^2,\ -\infty < \hat{t} < \infty, \tag{7}$$

уравнения (4) движения частицы в гравитационном поле заменяет на уравнения

$$\frac{d^2\hat{x}}{d\hat{t}^2} = 0, \quad \frac{d^2\hat{y}}{d\hat{t}^2} = 0, \quad \frac{d^2\hat{z}}{d\hat{t}^2} = 0 \tag{8}$$

ее свободного движения, а склерономную освобождающую связь (5), наложенную на уравнения (4), перекладывает на уравнения (8), превращая ее в реономную освобождающую связь

$$\hat{z} \geq \frac{g}{2}\hat{t}^2. \tag{9}$$

Таким образом задача о движении частицы в однородном статическом поле тяжести в области (6) заменяется на задачу о свободном движении частицы в области (7).

В соответствии с (2), (8) и (9) мировая траектория свободного полета частицы над плоскостью $z = 0$ в ускоренной системе отсчета является хордой цилиндрического параболоида

$2\,\hat{z} = g\,\hat{t}^2$, имеющей общую точку $(x_0, y_0, z_0, 0)$ с гиперплоскостью $\hat{t} = 0$. Свободный полет начинается в момент времени $\hat{t} = T_1$, а кончается в момент времени $\hat{t} = T_2$, где T_1 и T_2 являются корнями квадратного уравнения

$$(gT - v_3)^2 = v_3^2 + 2gz_0\,. \tag{10}$$

Наиболее интересны случаи $z_0 = 0,\ v_3 > 0$ и $z_0 > 0,\ v_3 = 0$.

В покоящейся системе отсчета в интервале $T_1 < t < T_2$ мировая траектория частицы представлена уравнениями (3). Для расчета траектории вне этого интервала надо знать физические свойства поверхности тела, с которой взлетает и на которую падает частица. Например, если плоскость $z = 0$ представляет собой поверхность абсолютно гладкого и абсолютно упругого катка, то движение частицы периодическое. Другое дело, когда плоскость $z = 0$ представляет собой поверхность песчаной пустыни и частица до и после полета покоится. Возможны иные, более сложные случаи.

В работе [6] показано, что в теории относительности аналогом преобразования (1) является преобразование

$$\hat{x} = x, \hat{y} = y, \hat{z} + \frac{c^2}{g} = (z + \frac{c^2}{g})\cosh\frac{s}{c}, c\hat{t} = (z + \frac{c^2}{g})\sinh\frac{s}{c}, \tag{11}$$

где $s = gt$ — быстрота, набираемая равномерно ускоренной системой отсчета $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{t})$ за время t, а c — скорость распространения света в вакууме, т. е. тот же параметр, что входит и в преобразование Лоренца

$$\acute{x} = x,\ \acute{y} = y,\ \acute{z} = z\cosh\frac{s}{c} + ct\sinh\frac{s}{c},\ c\acute{t} = z\sinh\frac{s}{c} + ct\cosh\frac{s}{c}.$$

Скорость v, набираемая системой отсчета $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{t})$ за время t, равна

$$v = c\ \tanh\frac{s}{c} = \frac{gc^2\hat{t}}{c^2 + g\hat{z}}\,. \tag{12}$$

Заметим, что преобразование (11) получается в результате перехода на псевдоевклидовой плоскости от декартовых координат $\hat{z}, \hat{t}$ к полярным $r = z + c^2/g$, $\phi = gt/c$, так что $d\hat{z}^2 - c^2 d\hat{t}^2 = dr^2 - r^2 d\phi^2$.

Дифференцируя (11), находим

$$d\hat{x} = dx,\ d\hat{y} = dy, \tag{13}$$

$$d\hat{z} = (\cosh\frac{s}{c})\ dz + (sinh\frac{s}{c})\ (c + \frac{gz}{c})dt,$$

$$cd\hat{t} = (\sinh\frac{s}{c})\ dz + (\cosh\frac{s}{c})\ (c + \frac{gz}{c})dt,$$

а следовательно,

$$cd\hat{t} + d\hat{z} = [(c + \frac{gz}{c})dt + dz]\exp{(\frac{s}{c})},$$

$$cd\hat{t} - d\hat{z} = [(c + \frac{gz}{c})dt - dz]\exp{(-\frac{s}{c})}, \tag{A}$$

так что метрика Пуанкаре - Минковского

$$c^2 d\tau^2 = -d\hat{x}^2 - d\hat{y}^2 - d\hat{z}^2 + c^2\ d\hat{t}^2 \tag{14}$$

в результате подстановки (11) преобразуется к следующему виду:

$$c^2 d\tau^2 = -dx^2 - dy^2 - dz^2 + (c + \frac{gz}{c})^2\ dt^2\ . \tag{15}$$

Заметим, что формула (A) тесно связана с формулой Лобачевского

$$\tan\left(\frac{1}{2}\Pi\right) = \exp\left(-\frac{p}{k}\right) \tag{B}$$

для угла параллельности. Это не случайно, а закономерно. А.П. Котельников в докладе, сделанном в 1923 году к столетию открытия Лобачевским неевклидовой геометрии, ввел понятие пространства скоростей в теории относительности и доказал, что оно является пространством Лобачевского с параметром

k (входящим в формулу (B)), равным скорости света c. Доклад опубликован в 1927 году [7]. Котельников показал, что быстрота s является длиной в пространстве скоростей. В ньютоновской механике, где пространство скоростей евклидово, быстрота совпадает со скоростью v. В пространстве же скоростей Лобачевского

$$\frac{v}{c} = \tanh\frac{s}{c}\,, \tag{C}$$

чем объясняется формула (12) (см. об этом обзоры [8] и [9]).

В работе [10] метрика (15) рассмотрена в качестве решения уравнения Эйнштейна

$$R_{mn} = 0\,. \tag{16}$$

Там показано, что в области (6) она описывает однородное статическое гравитационное поле в общей теории относительности.

Преобразование (11) переводит четырехмерную область (6) в четырехмерную же область

$$-\infty < \hat{x} < \infty, \quad -\infty < \hat{y} < \infty,$$

$$\hat{z} \geq \frac{c^2}{g}\left(\sqrt{1+\left(\frac{g\hat{t}}{c}\right)^2} - 1\right), \quad -\infty < \hat{t} < \infty\,, \tag{17}$$

уравнения геодезических

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2y}{d\tau^2} = 0, \tag{18}$$

$$\frac{d^2z}{d\tau^2} + g\Big(1+\frac{gz}{c^2}\Big)\Big(\frac{dt}{d\tau}\Big)^2 = 0,$$

$$\frac{d^2t}{d\tau^2} + \frac{2g}{c^2+gz}\Big(\frac{dz}{d\tau}\Big)\Big(\frac{dt}{d\tau}\Big) = 0$$

для метрики (15) заменяет на уравнения геодезических

$$\frac{d^2\hat{x}}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2\hat{y}}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2\hat{z}}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2\hat{t}}{d\tau^2} = 0 \tag{19}$$

для метрики (14), а склерономную освобождающую связь (5), наложенную на уравнения (18), перекладывает на уравнения (19), превращая ее в реономную освобождающую связь

$$\hat{z} \geq \frac{c^2}{g}\left(\sqrt{1+\left(\frac{g\hat{t}}{c}\right)^2}-1\right) . \qquad (20)$$

Дважды продифференцировав функции (11), можно увидеть, как преобразуются уравнения (18) в уравнения (19):

$$\frac{d^2\hat{x}}{d\tau^2}=\frac{d^2x}{d\tau^2}, \qquad \frac{d^2\hat{y}}{d\tau^2}=\frac{d^2y}{d\tau^2}, \qquad (21)$$

$$\frac{d^2\hat{z}}{d\tau^2}=\left[\frac{d^2z}{d\tau^2}+g\left(1+\frac{gz}{c^2}\right)\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2\right]\cosh\frac{gt}{c}+$$
$$+\left[\frac{d^2t}{d\tau^2}+\frac{2g}{c^2+gz}\frac{dz}{d\tau}\frac{dt}{d\tau}\right]\left(c+\frac{gz}{c}\right)\sinh\frac{gt}{c} ,$$
$$\frac{d^2\hat{t}}{d\tau^2}=\left[\frac{d^2z}{d\tau^2}+g\left(1+\frac{gz}{c^2}\right)\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2\right]\sinh\frac{gt}{c}+$$
$$+\left[\frac{d^2t}{d\tau^2}+\frac{2g}{c^2+gz}\frac{dz}{d\tau}\frac{dt}{d\tau}\right]\left(c+\frac{gz}{c}\right)\cosh\frac{gt}{c} .$$

Согласно четвертому из уравнений (18) производная по τ от величины

$$E=\left(V^2\frac{dt}{d\tau}-1\right)c^2 , \qquad (22)$$

где

$$V=1+\frac{gz}{c^2} ,$$

равна нулю, так что величина (22) в процессе свободного полета частицы над плоскостью $z>0$ сохраняется. Это есть удельная энергия частицы, т. е. энергия частицы, поделенная на ее массу покоя.

В пределе $c\to\infty$ выражение (22) переходит в известное школьникам выражение

$$E=\frac{1}{2}\,v^2\;+\;gz , \qquad (23)$$

где

$$v^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 .$$

Действительно, из (15) следует, что

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{V^2 - v^2/c^2}} , \tag{24}$$

так что

$$E = \left(\frac{V^2}{\sqrt{V^2 - v^2/c^2}} - 1\right)c^2 . \tag{25}$$

Нетрудно найти, что в пределе $c \to \infty$ выражение (25) для энергии переходит в выражение (23).

Наряду с удельной энергией E в процессе свободного полета частицы над плоскостью $z > 0$ сохраняются две компоненты ее удельного импульса u_1, u_2 и удельный угловой момент m_{12}. Они равняются

$$u_1 = \frac{dx}{d\tau}, \quad u_2 = \frac{dy}{d\tau}, \quad m_{12} = xu_2 - yu_1. \tag{26}$$

В пределе $c \to \infty$ компоненты u_1, u_2 переходят в v_1, v_2.

В соответствии с (19) и (20) мировая траектория свободного полета частицы в ускоренной системе отсчета представляется хордой

$$\hat{x} = x_0 + u_1\tau,\ \hat{y} = y_0 + u_2\tau,\ \hat{z} = z_0 + u_3\tau,\ \hat{t} = u_4\tau, \tag{27}$$

$$T_1 \leq \tau \leq T_2$$

положительной полы цилиндрического гиперболоида

$$\hat{z}^2 + 2\frac{c^2}{g}\hat{z} = c^2\hat{t}^2 . \tag{28}$$

Здесь $x_0,\ y_0,\ z_0; u_1,\ u_2,\ u_3$ — начальные данные,

$$u_4 = \sqrt{1 + \frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2}{c^2}} , \tag{29}$$

а моменты T_1 и T_2 собственного времени частицы являются корнями следующего квадратного уравнения:

$$(c^2+u_1^2+u_2^2)T^2 = 2u_3(z_0+\frac{c^2}{g})T + z_0^2 + 2\frac{c^2}{g}z_0 \,. \qquad (30)$$

Как и в случае $c=\infty$, эта хорда имеет общую точку $(x_0, y_0, z_0, 0)$ с гиперплоскостью $\hat{t}=0$. Свободный полет начинается в момент времени $\tau = T_1$, а кончается в момент времени $\tau = T_2$. Наиболее интересны случаи $z_0 = 0$, $u_3 > 0$ и $z_0 > 0$, $u_3 = 0$.

В покоящейся системе отсчета в интервале $T_1 < \tau < T_2$ мировая траектория частицы представляется уравнениями

$$x = x_0 + u_1\tau,\ y = y_0 + u_2\tau,\ \tanh\frac{gt}{c} = \frac{gcu_4\tau}{c^2+g(z_0+u_3\tau)}\,, \qquad (31)$$

$$z = -c^2/g + \sqrt{(z_0+c^2/g+u_3\tau)^2 - (cu_4\tau)^2}\,.$$

О траектории вне этого интервала можно повторить все, что о ней написано выше, между формулами (10) и (11).

КОММЕНТАРИИ

В математических началах физики [1] Ньютон постулировал абсолютность времени и абсолютность покоя. Из трех законов движения, принятых за аксиомы, Ньютон вывел шесть следствий. Мы рассмотрим здесь пятое и шестое.

В пятом утверждается, что законы физики не зависят от инерциального движения системы отсчета.

Шестое допускает следующее толкование. Действие однородного произвольно зависящего от времени t гравитационного поля $\vec{g}(t)$ в покоящейся системе отсчета физически эквивалентно поступательному движению системы отсчета с ускорением, равным $-\vec{g}(t)$.

Переход от покоящейся системы отсчета к системе отсчета, движущейся поступательно, достигается преобразованием

$$\hat{\vec{r}} = \vec{r} + \vec{f}(t), \qquad \hat{t} = t \tag{32}$$

пространства-времени в себя, где $\vec{f}(t)$ произвольно зависит от времени t.

Система отсчета движется с ускорением, равным $-\vec{g}(t)$, если вторая производная от функции $\vec{f}(t)$ равна $-\vec{g}(t)$. Как обычно, $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$, $\quad \hat{\vec{r}} = \hat{x}\vec{i} + \hat{y}\vec{j} + \hat{z}\vec{k}$.

Отметим следующие три свойства преобразований (32).

I. Преобразование (32) взаимно однозначно при любой зависимости $\vec{f}(t)$.

II. Якобиан $|\partial\hat{x}^p/\partial x^q|$ преобразования (32) равен

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & f'_x(t) \\ 0 & 1 & 0 & f'_y(t) \\ 0 & 0 & 1 & f'_z(t) \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = 1 \tag{33}$$

при любой зависимости $\vec{f}(t)$. Здесь и дальше

$$x^1 = x,\ x^2 = y,\ x^3 = z,\ x^4 = t.$$

III. Преобразования (32) составляют абелеву группу.

Отметим и парадоксальное свойство однородного гравитационного поля. Дивергенция $div\vec{g}$ поля тяжести $\vec{g}(x, y, z, t)$ в ньютоновой теории пропорциональна своему источнику — плотности массы $\rho(x, y, z, t)$, а следовательно, источник однородного поля тяжести если и существует, то находится вне пространства-времени, в той самой бездне, о которой так вдохновенно сказал наш учитель М.В. Ломоносов:

Открылась бездна звезд полна,
Звездам числа нет, бездне дна.

Меньше требуется воображения, когда вектор $\vec{g}$ от времени не зависит, - достаточно вообразить бездонную пропасть. Согласно Эйнштейну, "массы, создающие такое поле, можно представить себе находящимися в бесконечности" [1. Ст. 17, с. 190].

По заключению Фока, в теории относительности представить себе невозможно не только ту бездну, которая открылась Ломоносову, но и ту бездонную пропасть, которую представил себе Эйнштейн.

В ответ на предложение в книге [3] похоронить принцип эквивалентности делаем следующее замечание. В случае однородного поля тяжести (в случае законов Галилея) тензор кривизны аффинной связности, описывающей гравитационное поле, равен нулю, а в случае движения планет (в случае законов Кеплера) тензор кривизны не равен нулю. Это утверждение верно и в теории относительности, если на место законов Галилея поставить решенную здесь при $c < \infty$ задачу о полете частицы над плоскостью, а на место законов Кеплера поставить известную задачу Шварцшильда.

Как в случае $c = \infty$, так и в случае $c < \infty$ наряду с гравитационной связностью Γ^a_{mn}, задающей уравнения

$$\frac{d^2x^a}{d\tau^2} + \Gamma^a_{mn}\frac{dx^m}{d\tau}\frac{dx^n}{d\tau} = 0 \qquad (34)$$

движения частицы в гравитационном поле, имеется еще и фоновая связность $\check{\Gamma}^a_{mn}$. Их разность

$$P^a_{mn} = \check{\Gamma}^a_{mn} - \Gamma^a_{mn} \qquad (35)$$

является тензором, называемым тензором аффинной деформации. Именно он, а не тензор Римана является индикатором гравитационного поля. Если гравитационное поле отсутствует, то гравитационная связность совпадает с фоновой и тензор аффинной деформации равен нулю. Можно сказать, что фоновая связность описывает гравитационное поле в его вакуумном состоянии. Гравитационное поле, пребывающее в своем вакуумном состоянии, тривиально.

Если в некоторой области пространства-времени тензорное поле аффинной деформации не равняется нулю, то в этой области присутствует нетривиальное гравитационное поле.

В рассмотренной здесь задаче все компоненты фоновой связности в координатной карте (x, y, z, t) равны нулю, так что в этой карте $P^a_{mn} = -\Gamma^a_{mn}$.

Согласно (18) в случае $c < \infty$ три компоненты тензора аффинной деформации в карте (x, y, z, t) равны

$$P^3_{44} = -g\left(1 + \frac{gz}{c^2}\right), \quad P^4_{34} = -\frac{g}{c^2 + gz} = P^4_{43}, \qquad (36)$$

а остальные равны нулю. Хотя в данном случае тензор Римана равен нулю, в области $z > 0$ имеется нетривиальное гравитационное поле, но пространство-время не перестает быть римановым. Ведь и евклидово пространство является римановым, а вот риманово пространство, конечно же, не является евклидовым.

В случае $c = \infty$ в карте (x, y, z, t) только одна компонента $P^3_{44} = -g$ не равна нулю. Тензор кривизны и в этом случае равняется нулю, но пространство-время перестает быть даже римановым, хотя и остается аффинным.

По поводу восторженной оценки принципа эквивалентности, данной в книге [4], и "похоронного" предложения, сделанного в книге [3], заметим, что между двумя этими экстремами лежат два заключения, сделанных в книге [5] и в работе [6]. Хотя принцип эквивалентности Эйнштейна и не безупречен, но хоронить его нельзя.

Рассмотренная здесь задача о свободном полете частицы над горизонтальной плоскостью своей актуальности не теряет. Будем надеяться, что она войдет в программу преподавания физики на физических и математических факультетах университетов и педагогических вузов.

Список литературы

1. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. М.: Наука, 1989.

2. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 1. М.: Наука, 1965. Ст., г.: 8, 1907; 14, 1911; 17, 1912; 18, 1912.

3. Синг Дж. Общая теория относительности. М.: ИЛ, 1963.

4. Вейнберг С. Гравитация и космология. М.: Мир, 1975.

5. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. М.: Наука, 1961.

6. Черников Н.А. Письма в ЭЧАЯ. 2001. N. 2 [105]. С. 61.

7. Котельников А.П. Принцип относительности и геометрия Лобачевского. В сб. In memoriam N.I. Lobatschevskii. Vol. II. Казань: Главнаука, 1927. С. 37.

8. Черников Н.А. Геометрия Лобачевского и релятивистская механика. ЭЧАЯ, 1973, Том 4. вып. 3. С. 773.

9. Черников Н.А. Введение геометрии Лобачевского в теорию гравитации. ЭЧАЯ, 1992, Том 23, вып. 5. С. 1155.

10. Черников Н.А. Сообщение ОИЯИ Р2-2001-22. Дубна, 2001.

Получено 13 сентября 2002 г.

Черников Н. А., Шавохина Н. С. P2-2002-212
О справедливости принципа эквивалентности Эйнштейна
в полупространстве-времени

Доказано, что в полупространстве-времени статическое однородное поле тяжести не только в ньютоновской, но и в эйнштейновской теории физически равноценно равномерно ускоренной прямолинейно движущейся системе отсчета.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Chernikov N. A., Shavokhina N. S. P2-2002-212
On the Justification of the Einstein's Equivalence Principle
in the Half-Spacetime

It has been proved that in the half-spacetime a homogeneous static gravitational field is physically equivalent to an uniformly accelerated straight-linearly moving reference system not only in the Newtonian, but also in the Einsteinian theory.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *А. Н. Шабашова*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 08.10.2002.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 0,89. Тираж 425 экз. Заказ № 53553.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.