УДК 530.12:531.18

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ТЕНЗОР ИНЕРТНОЙ МАССЫ

Г. Ю. Богословский

(НИИЯФ)

Отрицательные результаты экспериментов [1] по проверке принципа Маха и поиску анизотропии инертной массы натолкнули Дикке [2] на мысль, что принцип Маха диктует универсальный, одинаковый характер анизотропии массы всех частиц (полей) и что поэтому анизотропия не наблюдаема локально.

В этой заметке будет показано, что в рамках совместной с принципом Маха релятивистской теории локально анизотропного пространства-времени [3] идея Дикке об универсальном характере анизотропии инертной массы полностью подтверждается, и будет дано явное выражение для релятивистского тензора инертной массы. Вместе с тем станет ясно, что вывод Дикке о локальной ненаблюдаемости анизотропии носит частный характер, поскольку он получен на основе представлений о локально лоренцевом характере пространства-времени, в пределах которых принцип Маха не может быть конструктивно реализован.

Чисто феноменологически релятивистский тензор инертной массы вводился в работе [4] с целью продемонстрировать возможное влияние тензорного характера массы на спектр космических лучей сверхвысоких энергий. При этом сохранялась обычная релятивистская кинематика, а динамика получалась иной. Проблема «хвоста» спектра космического излучения рассматривалась также в работе [5], в которой была предпринята попытка ввести анизотропное пространство событий, сохранив изотропию трехмерного пространства. Явно реализовать идею об анизотропии пространства событий удалось, лишь отказавшись от изотропии трехмерного пространства. Возникшая на этом пути релятивистская теория локально анизотропного пространства-времени [3] приводит к разумному обобщению обычной релятивистской кинематики и динамики, связывая в соответствии с принципом Маха инерциальные свойства тел с относительным распределением и движением внешней материи. Тензор инертной массы и соответственно кинетическая энергия выражаются через локальные значения скалярного и нуль-векторного полей, определяющих анизотропию пространства. Вместе с тем на основе строгой теории удается учесть влияние анизотропии пространства на потенциальную энергию. Таким образом, становится ясной причина, из-за которой в экспериментах по проверке принципа Маха не было обнаружено расщепление линии резонансного поглощения фотонов, ожидавшееся благодаря анизотропии массы. Компенсирующее влияние анизотропии на кинетическую и потенциальную энергию частицы приводит к конспирации анизотропии и к исключительно слабой зависимости энергетического спектра связанных динамических систем от величины локальной анизотропии пространства. Наиболее чисто с экспериментальной точки зрения анизотропия пространства должна себя проявить в кинематике, например в эффекте Доплера [6] и основанных на нем экспериментах [3, 7]. Возможно также, что удастся обнаружить некопланарность треков частиц, участвующих в бинарных реакциях. Анизотропия инертной массы влияет [3] и на движение заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле, поскольку тензор массы входит в соответствующие уравнения движения. Выражение нерелятивистского тензора инертной массы через локальные значения полей r и $\mathbf{v}$, определяющих величину анизотропии и выделенное направление, имеет вид

$$\mathfrak{M}_{\alpha\beta} = m(1-r)(\delta_{\alpha\beta} + r\nu_\alpha \nu_\beta).$$

Релятивистский тензор инертной массы выводится из вариации действия $S = -mc\int ds$ для частицы в локально-анизотропном пространстве-времени, метрика которого определяется формулой

$$ds = \left[\frac{(\nu_i dx^i)^2}{g_{ik}\, dx^i\, dx^k}\right]^{r/2} \sqrt{g_{ik}\, dx^i\, dx^k}\,. \tag{1}$$

В результате $p_l = -\partial S/\partial x^l = mcu_l$, где u_l — динамическая 4-скорость, связанная с кинематической 4-скоростью $v^j = dx^j/ds$ соотношением [3]

$$u_l = M_{lj}(x;\ v)\, v^j. \tag{2}$$

Здесь $M_{lj}(x;\ v)$ — метрический тензор финслерова пространства (1). Поднимая индекс с помощью риманова тензора $g^{il}(x)$, получаем; используя (2),

$$p^i = mc\, M^i_j v^j = \mathfrak{M}^i_j c v^j. \tag{3}$$

Релятивистский тензор массы $\mathfrak{M}_j{}^i$ оказывается при этом следующим:

$$\mathfrak{M}^i_j = m\left\{\frac{r(2r-1)\, v^i \nu_j}{(\nu_p v^p)^2} + \frac{2r(1-r)\,[\nu^i v_j + v^i \nu_j]}{(\nu_p v^p)(v_n v^n)} + \frac{(1-r)\,[\delta^i_j v_n v^n - 2r v^i v_j]}{(v_n v^n)^2}\right\}. \tag{4}$$

Мы видим, что зависимость инертности от направления является универсальной, одинаковой для всех тел, находящихся в одинаковых состояниях. Действительно, в (4) такая зависимость отфакторизована и инертность определяется характерной для данного тела инертной массой m и общим для всех тел, находящихся в данном состоянии, фактором в фигурных скобках, который изменяет эффективную величину инертности и делает ее зависящей от локализации тела и направления в пространстве. Это обстоятельство является непосредственным выражением принципа Маха. В локально изотропном пространстве-времени обычной релятивистской теории принцип Маха в этом смысле не отражен, так как когда $r=0$, из (1), (4) следует, что $v_l v^l = 1$ и $\mathfrak{M}_j{}^i = m\delta_j{}^i$. При этом (3) переходит в известное соотношение эйнштейновской теории относительности $p^i = mcv^i$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Хьюз В. В кн.: Гравитация и относительность. М.: Мир, 1965, с. 202. [2] Dicke R. H. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, N 9, p. 47. [3] Богословский Г. Ю. ДАН СССР, 1973, **213**, № 5, с. 1055; Bogoslovsky G. Yu. Nuovo Cim., 1977, **40B**, N 1, p. 99, 116; Богословский Г. Ю. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. «Соврем. теорет. и эксперим. пробл. теории относительности и гравитации». Минск, 1976, с. 253; Богословский Г. Ю. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. «Соврем. теорет. и эксперим. пробл. теории относительности и гравитации». М.: МГУ, 1981, с. 134. [4] Сазонов В. Н. Ядерная физика, 1972, **15**, № 5, с. 1060. [5] Киржниц Д. А., Чечин В. А. Ядерная физика, 1972, **15**, № 5, с. 1051. [6] Богословский Г. Ю. Письма в ЖЭТФ, 1976, **23**, № 4, с. 192. [7] Богословский Г. Ю., Панов В. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, **20**, № 3, с. 69.

Поступила в редакцию
18.03.82