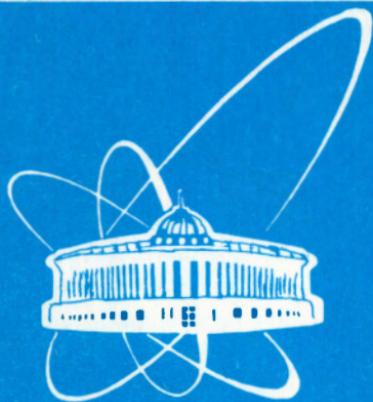


94-326



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д2-94-326

В.Н.Стрельцов

ПОТЕНЦИАЛЫ ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ
ДВИЖУЩЕGOСЯ ТЕЛА
КАК СЛЕДСТВИЕ ЛОРЕНЦ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ
ПОТЕНЦИАЛА НЬЮТОНА

1994

Ранее потенциалы электромагнитного поля движущегося заряда (потенциалы Лиенара — Вихерта) были получены как следствие лоренц-преобразования потенциала Кулона [1]. При «релятивизации» кулоновского потенциала учитывался эффект запаздывания действия поля путем привлечения 4-вектора светового (запаздывающего) расстояния.

Потенциал Ньютона гравитационного поля покоящегося тела (частицы) с массой m имеет вид

$$\varphi^* = -G \frac{m}{R^*} \quad (1)$$

(S^* -система), где G — гравитационная постоянная, и аналогичен потенциальному Кулона¹. Поэтому (см., в частности, [3]), без сомнения, в результате «релятивизации» последнего выражения мы также должны получить потенциалы запаздывающего типа.

Для перехода к системе отсчета (S), где частица движется со скоростью $v = \beta c$, воспользуемся преобразованиями Лоренца. При этом мы учтем, что инвариантная запись знаменателя имеет вид:

$$R^* = 1 \cdot R_0^* = u_*^i R_i^* = u^i R_i \quad (2)$$

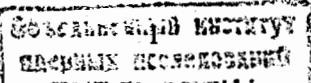
Здесь 4-скорость $u_*^i = (1, 0, 0, 0)$, R^i — 4-вектор светового, или запаздывающего, расстояния $R^i = (cT, R^\alpha)$. В S -системе временная компонента R^0 , очевидно, соответствует времени распространения гравитационной волны от движущегося источника до точки наблюдения. Иначе говоря, это время равно расстоянию R , деленному на скорость распространения поля:

$$T = R/c \quad (3)$$

Формулу (2) можно также представить в виде

$$u^i R_i = \gamma R + \beta^\alpha \gamma R_\alpha = R(1 - \beta \cos\vartheta)\gamma \quad (4)$$

¹Об аналогии гравитационного и электромагнитного полей см. также [2].



где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, а ϑ — угол между радиус-вектором запаздывающего расстояния и вектором скорости.

Теперь мы должны установить, как преобразуется левая часть (1). Простейшее предположение: гравитационный потенциал — это 4-скаляр и поэтому не преобразуется при переходе к движущейся системе отсчета. В результате будем иметь

$$\varphi_N = -G \frac{m}{R(1 - \beta \cos \vartheta) \gamma}. \quad (5)$$

В свое время скалярный гравитационный потенциал рассматривался Нордстрёмом [4] (см. также [5]).

Однако существование уравнения Ньютона — Пуассона для непрерывного распределения материи

$$\Delta \varphi^* = 4\pi G \rho^* \quad (6)$$

ставит под сомнение справедливость предыдущего подхода. С учетом того, что при релятивизации (6) оператор Лапласа заменяется лоренц-инвариантным оператором Д'Аламбера, характер преобразования потенциала в левой части (6) будет непосредственно определяться преобразованием ρ^* . Но, как мы знаем, плотность массы является временной компонентой соответствующего 4-вектора плотности тока материи J^i . Иными словами, ньютонов потенциал (будучи 3-скаляром) должен с необходимостью также описываться временной компонентой 4-вектора ($\varphi = g^0$). В результате для гравитационного потенциала релятивистской частицы будем иметь

$$g^i = -G \frac{m u^i}{R(1 - \beta \cos \vartheta) \gamma}. \quad (7)$$

В частности, для временной компоненты, или «собственно» ньютонова потенциала, получим

$$g^0 = \varphi = -G \frac{m}{R(1 - \beta \cos \vartheta)}. \quad (8)$$

Соответствующее релятивистское обобщение силы Ньютона имеет вид

$$F^i = -m' u^k G_k^i, \quad (9)$$

где $G_k^i = \partial g^i / \partial x^k$ — тензор «напряженности» гравитационного поля. Для отвечающего (6) ковариантного уравнения Ньютона — Пуассона будем иметь

$$\square g^i = 4\pi G J^i. \quad (10)$$

С учетом предыдущей формулы в предположении симметрии G^{ik} представим (10) в форме уравнения поля

$$\frac{\partial}{\partial x^k} \left(\frac{\partial g^i}{\partial x_k} \right) = \frac{\partial G^{ik}}{\partial x^k} = 4\pi G J^i. \quad (11)$$

Что касается возможного предположения о тензорном характере потенциала гравитационного поля, то оно могло бы иметь смысл, если бы в правой части (6) фигурировал, скажем, квадрат плотности массы.

На основании (8) следует, что эквипотенциальные кривые имеют форму эллипсов, описываемых уравнением

$$R_\varphi = \frac{p}{1 - \beta \cos \vartheta}, \quad (12)$$

где β — эксцентриситет, а $p = -Gm/\varphi$ — фокальный параметр.

Таким образом, эквипотенциали гравитационного поля движущейся частицы, в общем, имеют форму эллипсоидов вращения, вытянутых в направлении движения. С ростом скорости поле все более вытягивается вперед и действует на все большие расстояния. При этом продольные размеры растут пропорционально γ^2 , а поперечные — как γ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Strel'tsov V.N. — JINR Comm. D2-93-437, Dubna, 1993.
2. Heaviside O. — The Electrician, 1893, vol.31, p.281, 359.
3. Einstein A. — The meaning of relativity. N.Y., Princeton Univ. Press, 1921.
4. Nordström G. — Ann. Phys., 1913, vol.42, p.533.
5. Einstein A., Fokker A.D. — Ann. Phys., 1914, vol.44, p.321.