МАССА ГРАВИТОНА

Н.М.Полиевктов-Николадзе

Если гравитационное поле есть поле тензора кривизны пространства-времени, то в таком случае тензор Риччи R^l_k в реальном поле связан с тензором материи нелокальным образом [1] и (вопреки уравнениям Эйнштейна) не исчезает вне источников поля. Следовательно, в природе должны существовать аномальные гравитационные волны, переносящие тензор R^l_k. Если аномальные гравитоны имеют массу покоя $\mu \neq 0$, то тогда уравнения слабых аномальных волн в пустоте должны иметь вид $\Box f - \mu^2 f = 0$, где f – компонента тензора кривизны, $\Box$ – оператор Даламбера в плоском 4-пространстве. Выясним, в какой мере $\mu \neq 0$ совместимо с метрическими уравнениями тяготения.

Будем считать, что уравнения тяготения отвечают принципу наименьшего действия. Следовательно [2],

$$D_{ik} = T_{ik}, \tag{1}$$

где T_{ik} – тензор материи, D_{ik} – симметричный динамический тензор:

$$\sqrt{-g}\, D_{ik} = 2 \frac{\delta}{\delta g^{ik}} (\sqrt{-g}\, \Lambda) ; \tag{2}$$

g – детерминант ковариантных компонент метрики, Λ – лагранжиан свободного гравитационного поля, содержащий только метрические величины. Легко показать (методом [3]), что независимо от конкретного вида Λ, ковариантная дивергенция $D^l_{k;l} = 0$ согласно (2); поэтому уравнения $T^l_{k;l} = 0$ (приводящие к принципу геодезической для точки) является автоматическим следствием уравнений (1). Геодезические уравнения вытекают из $T^l_{k;l} = 0$ только, когда гравитационное взаимодействие включено в лагранжиан материи согласно принципу эквивалентности (в смысле [2]), что предполагается ; в таком случае T^l_k имеет обычную структуру.

Для $\mu \neq 0$ необходимо, чтобы динамический тензор слабого поля был линеен относительно $\Box f - \mu^2 f$, что достигается должным выбором лагранжиана. Общий вид Λ, допускающий предельный переход к уравнению Пуассона, установлен в [2]:

$$\Lambda = \frac{1}{2\kappa_1} (R + X), \tag{3}$$

где $\kappa_1 > 0$ – константа связи, R – скалярная кривизна, X – инвариант, который в исчезающем поле убывает как n-ая степень $(n > 1)$ тензора кривизны (или его ковариантных производных). Для $\mu \neq 0$ необходимо $n = 2$ и достаточно предположить, что в слабом поле

$$X = \frac{1}{6}(\ell_1^2 + 2\ell_2^2) R^2 - \ell_2^2 R^l_k R^k_l \,, \tag{4}$$

где $\ell_{1,2}$ – константы размерности длины; инвариант $R^{ik}_{em}R^{em}_{ik}$ (R^{ik}_{em} – тензор Римана) не включен в (4) потому, что в слабом поле он отличается от линейной комбинации R^2 и $R^l_k R^k_l$ только на дивергенцию, которая (согласно (2)) тождественно выпадает из динамического тензора. Выберем координаты так, чтобы метрика плоского 4-пространства совпадала с γ^{ik} ($\gamma^{00} = -1$, $\gamma^{0\alpha} = 0$, $\gamma^{\alpha\beta} = \delta^{\alpha\beta}$; $\alpha, \beta = 1,2,3$, $x^0 = ct$). (1–4) приводят к линеаризованным уравнениям слабого поля:

$$\bar{R}^l_k - \ell_2^2 \Box \bar{R}^l_k - \frac{1}{3}(\ell_1^2 - \ell_2^2)\,\partial^l \partial_k R = \kappa_1 (T^l_k - \frac{1}{3}\delta^l_k T^n_n), \qquad (5)$$

где

$$\bar{R}^l_k = R^l_k - \frac{1}{6} R\,\delta^l_k, \ \partial_k = \partial/\partial x^k, \ \partial^l = \gamma^{lk}\partial_k;$$

свертка (5) дает уравнение

$$\ell_1^2 \Box R - R = \kappa_1 T^n_n. \qquad (6)$$

Согласно (6) и (5) $\ell^{-1}_{1,2} = \mu_{1,2}$, где μ_1 и μ_2 – массы гравитонов, отвечающих полям R и $R^l_k - 1/4 R\delta^l_k$ соответственно; следовательно, $\ell^2_{1,2} > 0$, иначе аномальные волны имели бы сверхсветовую групповую скорость.

Для эмпирического определения μ_1 и μ_2 рассмотрим статическое поле нерелятивистского источника $T^0_0 = -\rho c^2$, $T^l_k = 0$ ($i, k \neq 0$), ρ – плотность массы. Согласно геодезическому принципу [4] $g_{00} = -1 - 2c^{-2}\phi$, где ϕ – гравитационный потенциал. Из (6) и (5) (для $i = k = 0$) следует

$$\phi(\mathrm{x}) = -\frac{\kappa_1 c^4}{8\pi}\int \frac{\rho(\mathrm{x}')}{r_{xx'}}\left(1 + \frac{1}{3}\exp(-\mu_1 r_{xx'}) - \frac{4}{3}\exp(-\mu_2 r_{xx'})\right) d^3x', \qquad (7)$$

где $r_{xx'} = |\mathrm{x} - \mathrm{x}'|$. Асимптотически, $\phi \to (-\kappa_1 c^4/8\pi) m r^{-1}$ ($r \to \infty$; r – расстояние от центра массы). В настоящее время нет эмпирических данных о нарушении закона Ньютона $G m_1 m_2 r^{-2}$ на больших расстояниях и поэтому, согласно определению гравитационной массы, следует положить $\kappa_1 c^4 = 8\pi G$, где G – ньютоновская постоянная. В результате такого определения κ_1, $\phi = \phi_0 + \delta\phi$, где ϕ_0 – ньютоновский потенциал, а добавка

$$\delta\phi = -\frac{G}{3}\int \frac{\rho(\mathrm{x}')}{r_{xx'}}\left(\exp(-\mu_1 r_{xx'}) - 4\exp(-\mu_2 r_{xx'})\right) d^3x' \qquad (8)$$

возникает из-за нелокальной связи между R^l_k и T^l_k, которая в решениях (5) осуществляется нелокальными пропагаторами (8) конечных радиусов $\ell_{1,2}$. Заметим теперь, что внутри нерелятивистского источника $\delta\phi$ должна быть $\ll \phi_0$, во избежание противоречия с уравнением Пуассона. Следовательно, обе константы ℓ_1 и ℓ_2 должны быть малы по сравнению с размерами всех нерелятивистских тел (множитель 4 в (8) исключает компенсацию экспонент путем $\mu_1 = \mu_2$) и безусловно $l_{1,2} \ll a$, где a — радиус Земли ($6\cdot 10^3$ *км*). Но в таком случае во внешнем пространстве $\delta\phi \sim Gmr^{-1}\exp(-r l_{1,2}^{-1})$, и согласно [1] $\delta \ll \exp(-r_M a^{-1})$, где r_M — радиус орбиты Меркурия, δ — нелокальная поправка к вращению его перигелия, $r_M a^{-1} \approx 10^4$, и результат грубейшим образом противоречит эмпирической оценке [5] $\delta \sim 10\%$, вследствие экспоненциального спада $\delta\phi$. Можно в общем виде показать, что степень противоречия сохраняется и при введении спектра масс, т.е. при любой квадратичной структуре X. Следовательно, такие (логически возможные) структуры эмпирически полностью исключены из рассмотрения (если только $\delta > \exp(-10^4)$), и мы видим, что $\mu \neq 0$ несовместимо с метрической теорией.

Если, например, X зависит только от скалярной кривизны, то в слабом поле [2] $3\Box\zeta - R = 0$, где $\zeta = dX/dR$. Уравнение имеет физические решения только, если $\zeta R^{-1} < \infty$ при $R = 0$ [2]. За исключением случая $(\zeta R^{-1})_0 \neq 0$ (т.е. $\mu \neq 0$), асимптотика ζ подчиняется уравнению $\Box\zeta = 0$ которому отвечает $\mu = 0$ для ζ -гравитонов. Пример показывает, что согласно метрической теории реальные гравитационные волны распространяются со скоростью света и что гравитоны имеют массу нуль.

Подробная теория будет изложена в ЖЭТФ.

Тбилисский
Государственный
университет

Поступило в редакцию
16 июня 1967 г.

Литература

[1] Н.М.Полиевктов-Николадзе. Письма ЖЭТФ, 6, 531, 1967.
[2] Н.М.Полиевктов-Николадзе. ЖЭТФ, 52, 1360, 1967.
[3] Х.Меллер. Сб.Новейшие проблемы гравитации, ИЛ, 1961, стр.85.
[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, изд. 4-ое, Физматгиз, 1962.
[5] R.Dicke, H.Mark Goldenberg. Phys. Rev. Lett., 18, 313, 1967.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН РАССЕЯНИЯ π-МЕЗОНОВ ИЗ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО $K \to 3\pi$ РАСПАДУ

В.В.Анисович, Л.Г.Дахно

Имеется строгая теория, описывающая реакции с образованием нескольких нерезонансно взаимодействующих частиц вблизи порога (полная кинетическая энергия в конечном состоянии существенно меньше