поле φ в h нельзя представить как поле φ' в h', дополнительно взаимодействующее с девиациями σ ($h=h'\sigma$), так как φ и φ' всегда даны в разных атласах. Но можно предположить, что φ и φ' заданы в одном атласе $\Psi^{h'}$, поле h уже не является тетрадным и σ не есть девиация гравитационного поля, а совпадает с известной по калибровочной теории группы Пуанкаре припаивающей формой, что позволяет квантовать σ, используя лагранжианы этой теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Иваненко Д. Д., Пронин П. И., Сарданашвили Г. А. Калибровочная теория гравитации. М., 1985. [2] Ivanenko D., Sardanashvily G.// //Pramana J. Phys. 1987. **29**. P. 21. [3] Sardanashvily G., Ichlov B.//Acta Phys. Hung. 1989. **65**, N 1. P. 79.

Поступила в редакцию
21.02.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

УДК 539.1.01

ОБ ОДНОМ ЭФФЕКТЕ В ЗАДАЧЕ О РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ОБОЛОЧКЕ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

А. А. Власов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Отсутствие теоремы Биркгоффа в РТГ приводит к новым гравитационным эффектам, что, в частности, показано на примере задачи о радиально движущейся оболочке в линейном приближении теории.

Уравнения релятивистской теории гравитации (РТГ) (см., напр., [1]) имеют вид

$$S^{ik} = 8\pi\,(T^{ik} - g^{ik}\,T/2). \tag{1}$$

Здесь $S^{ik} \equiv R^{ik} - \mu^2(g^{ik} - g^{ip}g^{kq}\gamma_{pq})/2$ и

$$D_i\,(\sqrt{-g}\,g^{ik}) = 0, \tag{2}$$

где μ — масса гравитона, в единицах $G=c=\hbar=1$ меньшая, чем 10^{-28} см$^{-1}$, g_{ik} — метрика эффективного риманова пространства с тензором кривизны R^{ik}, γ_{ik} — метрика базового пространства — пространства Минковского, D_i — ковариантная по γ_{ik} производная. Уравнения (2) являются необходимым условием для выполнения уравнений движения вещества $\nabla_i T^{ij}=0$ (∇_i — ковариантная по g_{ij} производная). Как следует из (1)—(2), РТГ является общековариантной теорией, содержит явно метрику плоского пространства γ_{ik}, хотя и не обладает калибровочным произволом, если под последним понимать произвол в выборе метрики γ_{ik} для заданной метрики g_{ik} (или произвол в нахождении g_{ik} при фиксированной γ_{ik}). В РТГ гравитационные явления описываются с помощью тензорного поля второго ранга — $\Psi^{ik} \equiv \sqrt{g/\gamma}\,g^{ik} - \gamma^{ik}$, действующего в базовом пространстве-времени с метрикой γ_{ik}. Эффективное пространство g_{ik} при этом играет вторую роль; g_{ik} позволяет компактно представить нелинейные уравнения для поля Ψ_{ik}(1). Система координат в РТГ, как и в другой любой теории поля в плоском пространстве, задается изначально (до решения конкретной физической задачи) соответствующим выбором метрики γ_{ik} и заданием областей изменения координат. Тогда физическая интерпретация получаемых в РТГ решений вполне однозначна и ясна. Кроме того, инвариантными характеристиками гравитационного поля могут служить следующие инварианты: $R_{ijpq}\gamma^{ip}\gamma^{jq}$, $g_{ij}\gamma^{ij}$, g/γ и т. п. В данной заметке мы приведем решение уравнений (1)—(2) при $\mu=0$ в линейном приближении ($|\gamma_{ij}| \gg |\Psi_{ij}|$) для радиально движущейся массивной дельтообразной оболочки и на примере пробного тела покажем, к каким эффектам это решение ведет.

Линейное приближение уравнений (1)—(2) очевидно ($\mu=0$):

$$\Box\,\Psi_{ij} = -16\pi T_{ij} \quad (\Box \equiv \gamma^{pq}D_pD_q), \tag{3}$$

$$D_i\Psi^{ij} = 0 \quad (D_iT^{ij} = 0). \tag{4}$$

Выберем сферическую систему координат с центром, совпадающим с геометрическим центром оболочки: $(x^i)=(t, r, \theta, \varphi)$, $\gamma_{ij}=\mathrm{diag}(1, -1, -r^2, -r^2\sin^2\theta)$. Тензор энергии-импульса дельтаобразной оболочки легко находится в линейном (но релятивистском!) приближении из стандартного выражения для T^{ij} (см., напр., [2]). Для простейшего случая радиального движения оболочки с постоянной скоростью v (в рассматриваемом приближении в силу (4) движение оболочки можно задавать независимым образом) ненулевые компоненты T_{ij} равны

$$T_{00}=m\delta(r-R_0-vt)\Gamma/(4\pi r^2);$$

$$T_{01}=-vT_{00};\ T_{11}=v^2T_{00};\ \Gamma\equiv 1/\sqrt{1-v^2}. \qquad (5)$$

Компоненты T_{ij} (5) тождественно удовлетворяют уравнениям (4). Подставляя (5) в (3) и интегрируя, получаем ответ:

$$\Psi_{00}=-\frac{2m\Gamma}{vr}\ln\frac{R_+}{R_-};\ \Psi_{01}=-\frac{2m\Gamma}{vr}\left(2-\frac{R_0+vt}{vr}\ln\frac{R_+}{R_-}\right); \qquad (6)$$

$$B_2=v^2\Psi_{00};\ B_1=-\frac{m\Gamma(3-v^2)}{vr}\left[\frac{3(R_0+vt)^2-v^2r^2}{2v^2r^2}\ln\frac{R_+}{R_-}-3\frac{R_0+vt}{vr}\right]$$

внутри оболочки ($r\leqslant R_0+vt$) и

$$\Psi_{00}=-\frac{2m\Gamma}{vr}\ln\frac{1+v}{1-v};\ \Psi_{01}=-\frac{2m\Gamma}{r^2}\frac{R_0+vt}{v}\left(2-\frac{1}{v}\ln\frac{1+v}{1-v}\right);$$

$$B_2=v^2\Psi_{00};\ B_1=-\frac{m\Gamma}{v^2r^3}(3(R_0+vt)^2-v^2r^2)\left(\frac{3-v^2}{2v}\ln\frac{1+v}{1-v}-3\right)$$

вне оболочки ($r>R_0+vt$); здесь $R_+\equiv R_0+v(t+r)$; $R_-\equiv R_0+v(t-r)$;

$$\Psi_1^1=-\frac{1}{3}(2B_1+B_2);\ \Psi_2^2=\Psi_3^3=\frac{1}{3}(B_1-B_2).$$

Таким образом, теорема Биркгоффа, если ее понимать как теорему об обязательной статичности всякого сферически-симметричного гравитационного поля, в РТГ не выполняется. Решение (6) непрерывно, в нуле ограничено, на пространственной бесконечности стремится к нулю. Таким образом, решение (6) — единственное. Непосредственным дифференцированием, считая, что в (6) внутреннее решение и его производные определены при $r\leqslant R_0+vt$, а внешнее решение и его производные определены при $r>R_0+vt$, легко проверить, что (6) удовлетворяет соотношению $D_i\Psi^{ij}=0$ всюду, в том числе и при $r=R_0+vt$.

Если внутрь радиально движущейся оболочки поместить пробное тело, то его мгновенное ускорение в силу (6) и уравнений геодезической равно

$$\frac{d^2r}{ds^2}=-\frac{\Gamma_{00}^1}{g_{00}}\equiv g=\frac{m\Gamma(3-v^2)}{2r^2v}\left(\ln\frac{R_+}{R_-}-\frac{R_+^2-R_-^2}{2R_+R_-}\right), \qquad (7)$$

т. е. ускорение g независимо от знака скорости v отрицательно и обращается в нуль при $v=0$. Таким образом, пробное тело будет притягиваться к геометрическому центру оболочки как при ее расширении ($v>0$), так и при ее сжатии ($v<0$).

Следовательно, если пробное тело первоначально покоится на некотором малом, но конечном расстоянии от центра оболочки (все время находясь внутри нее), то в последующем оно сместится точно в геометрический центр оболочки. Экспериментальное обнаружение такого эффекта позволит глубже понять природу гравитационного поля и проверить исходные положения теории.

В заключение отметим, что мы рассмотрели дельтаобразную оболочку для математической простоты и полученное решение (6) есть решение в определенном смысле модельной задачи, типа аналогичных задач для заряженной оболочки классической электродинамики. Для большей строгости, конечно, можно «размазать» дельтаобразное распределение массы, заменив дельта-функцию в источнике (5) на, например, ступенчатую функцию $[\Theta(r-R(t)+a)-\Theta(r-R(t)-a)]/2a$, провести вычисления, а затем устремить параметр a к нулю. Соответствующие вычисления достаточно громоздки, но при $a\to 0$ опять приводят к прежнему результату (6).

Автор благодарен А. А. Логунову за обсуждение рассмотренных вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Власов А. А.//Письма в ЖЭТФ. 1987. 46, № 1. С. 3; Vlasov A. A.// //Phys. Lett. 1988. A129, N 8/9. P. 433; Logunov A. A., Loskutov Yu. M., Mestvirishvili M. A.//J. Mod. Phys. 1988. A3, N 9. P. 2067. [2] Фок В. А. Теория пространства, времени и тяготения. М., 1961.

Поступила в редакцию
28.02.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 525.235;532.74;546.221

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕДЛЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ВОДОЙ

В. Н. Кузнецов, Л. В. Левшин, А. М. Салецкий, Ф. Р. Черников

(кафедра общей физики для физического факультета)

Обнаружены медленные изменения интенсивностей света, рассеянного бидистиллированной водой. С помощью метода быстрого преобразования Фурье выделены гармоники наблюдаемых колебаний.

При исследовании рэлеевского рассеяния света водой и водными растворами белков в работе [1] были зарегистрированы медленные изменения его интенсивности. В настоящем исследовании определялся низкочастотный спектр интенсивности рассеянного водой света. В экспериментах использовалась вода, полученная в кварцевом бидистилляторе с предварительной фильтрацией.

Измерения проводились на двух различных установках. Установка на базе «System-4300» фирмы «Malvern» (в ИФТП АН СССР) состояла из гелий-неонового лазера ($\lambda=632$ нм), фотоумножителя EMI 9863KB100, блока коррелятора К7023 и измерительного бокса. Образцы помещались в кварцевые кюветы цилиндрической формы диаметрами 10 и 2 мм. В течение $1\div6$ ч измерялась интенсивность рассеянного света под углом 90° в режиме счета фотонов. Управление режимом сбора и накопления и обработка данных производились с помощью ЭВМ СМ1800 и IBM PCAT, связанных с коррелятором К7023.

В другой установке (на физическом факультете МГУ) использовались гелий-неоновый лазер ЛГН-207А; охлаждаемый фотоумножитель ФЭУ-79, работающий в режиме счета фотонов (время измерения 10 с); измерительный бокс, содержащий прямоугольную термостатированную с точностью до 0,2°С кварцевую кювету (размерами 10×10 мм). Интенсивности рассеянного света измерялись под углом 90° в течение 8 ч. Обработка данных проводилась корреляционно-спектральным методом с использованием процедуры быстрого преобразования Фурье на ЭВМ «Электроника 100—25». На обеих установках определялся спектр квадрата интенсивности рассеянного света в диапазоне частот $2\cdot10^{-4}\div10^{-2}$ Гц.

Выполненные измерения показали наличие сложного спектрального состава регистрируемого сигнала. С помощью фурье-преобразований были выделены гармоники исследуемых колебаний. Измерения, проведенные в разные дни, дают разные значения периодов этих колебаний, причем не всегда удается идентифицировать отдельные спектральные компоненты, полученные в разные дни, а когда это имеет место, отличие периодов соответствующих спектральных компонент достигает $15\pm5\%$. Амплитуда колебаний интенсивности светорассеяния в различных экспериментах составляет 10—40% от ее среднего уровня, колебания с бо́льшим периодом обычно имеют и бо́льшую амплитуду. Спектральная область $2\cdot10^{-3}\div10^{-2}$ Гц обладает большей воспроизводимостью, все ее компоненты регистрируются в каждом эксперименте. На рисунке в качестве примера представлен спектр мощности рассеянного бидистиллированной водой света в области частот $1\cdot10^{-3}$—$7\cdot10^{-3}$ Гц (кривая *1*). Видны ярко выраженные колебания на нескольких частотах. Всего было измерено около 50 спектров, результаты сведены в таблицу, где для каждого интервала периодов T указано число экспериментов N, в которых был зарегистрирован период из этого интервала. В третьей строке приведена средняя по этим экспериментам спектральная интенсивность $J_{\text{отн}}$ по отношению к среднему уровню спектральной интенсивности. Данные