

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ (ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ) ВО ВТОРОМ ПОРЯДКЕ ПО НЬЮТОНОВСКОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНСТАНТЕ

О.Н.Найда

1. В работе [1] мы показали, что нарушение принципа эквивалентности для атомных явлений могло бы привести к специфическому наблюдаемому эффекту в сильных гравитационных полях. Оказывается, что нарушение принципа эквивалентности (во втором порядке по ньютоновской гравитационной константе G) для электромагнитных явлений тоже могло бы привести к наблюдаемому эффекту — двойному лучепреломлению света гравитационным полем. В простейшем случае нарушения принципа эквивалентности, который мы рассмотрим в п.4, гравитационное двулучепреломление было бы значительно даже в таком слабом гравитационном поле, как поле Солнца. Возникающая за счет этого поля оптическая разность хода между поляризационными компонентами световой волны (от туманности или звезды) имела бы значительную величину — около $6 \cdot 10^{-3}$ см, т.е. 100 — 150 длин волн в видимом диапазоне. Тогда наблюдатель на Земле мог бы обнаружить сезонные колебания соответствующих плоскостей поляризации с амплитудой до 45° . Таким образом, анализ данных систематических поляризационных измерений света туманностей и звезд существенно помог бы в экспериментальном различении общей теории относительности (ОТО) и других релятивистских теорий гравитации, дающих значения для трех классических тестов, согласующиеся с экспериментом; предлагаемый метод дополняет тот, который был предложен нами в [1], и является более простым для наблюдений.

2. Принцип эквивалентности мы рассматриваем в данной работе в том же смысле, что и в работе [1]. Из него вытекает, в частности, что никакое гравитационное поле не должно оказывать двулучепреломляющего действия на электромагнитные волны, поскольку факт наличия или отсутствия двулучепреломления инвариантен относительно выбора системы отсчета. Таким образом, во всякой теории, включающей принцип эквивалентности для электромагнитного поля, уравнения этого поля (при наличии гравитации) должны обладать какой-либо особенностью, которая исключала бы появление гравитационного двулучепреломления, несмотря на любую анизотропию гравитационного поля, например, на неравноправие радиального и тангенциального направлений в сфериче-

ски симметричном поле. В случае уравнений электродинамики ОТО, такая особенность состоит в том, что эти уравнения могут быть приведены к обычным уравнениям Максвелла для сплошных сред, вообще говоря, движущихся [2], причем если в используемой координатной системе смешанные компоненты метрического тензора равны нулю, то мы имеем аналогию с электродинамикой покоящейся среды, а соответствующие тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости оказываются равными между собой. Между тем, нетрудно показать, что необходимым и достаточным условием двулучепреломления в покоящейся среде является пропорциональность тензоров $\epsilon_{pq}(x)$ и $\mu_{pq}(x)$:

$$\mu_{pq}(x) = Z(x) \epsilon_{pq}(x), \quad (1)$$

где $Z(x)$ — произвольная (гладкая) функция, не обращающаяся в нуль и бесконечность; индексы p, q пробегает значения 1, 2, 3; x означает совокупность 4-х координат (x^0, x^1, x^2, x^3) .

3. Из вышесказанного следует, что если бы принцип эквивалентности нарушался, то как следствие этого, можно было бы ожидать, в том или ином порядке n по G , возникновения гравитационного двулучепреломления электромагнитных волн. Если бы при этом принцип эквивалентности нарушался таким образом, что гравитационное двулучепреломление возникало бы и в сферически-симметричном гравитационном поле, то очевидно, что в этом случае разность Δv между групповыми (или фазовыми) скоростями двух типов волн, соответствующих (в какой-либо точке M) какому-либо пространственному направлению, зависела бы лишь от радиальной координаты r точки M , угла α между радиус-вектором точки M и вектором скорости (например, групповой) волны, а также от массы m гравитирующего центра и от мировых констант G, c . Из соображений размерности следует, что эта зависимость имела бы вид: $\Delta v/c = F(\alpha) (r_g/r)^n$, пренебрегая величинами более высоких порядков малости по r_g/r ; конкретный вид функции $F(\alpha)$ зависел бы от выбора теории, однако в любом случае $F(\alpha)$ по порядку величины совпадало бы с единицей (в среднем по интервалу $0, \pi$). Следовательно, для разности хода ΔL между поляризационными компонентами луча, достигающего земного наблюдателя, в случае, когда для наблюдаемого им угла α разность $\pi - \alpha$ по порядку величины совпадает с $\pi/2$ (в частности, при $\alpha \ll 1$), мы имеем следующую оценочную формулу:

$$\Delta L \sim \rho (r_g/\rho)^n, \quad (2)$$

где ρ означает прицельный параметр луча.

Если в формулу (2) в качестве r_g подставить гравитационный радиус Солнца ($r_g \approx 3,0 \text{ км}$), а в качестве ρ — радиус земной орбиты ($\rho \approx 1,5 \cdot 10^8 \text{ км}$), то при $n = 2$ мы получаем $\Delta\Lambda \sim 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Если учесть теперь, что вследствие движения Земли по орбите наблюдаемый угол α сильно изменяется в течение года, то становится очевидным, что наличия гравитационного двулучепреломления даже во втором порядке ($n = 2$) по G было бы достаточно для того, чтобы вызвать колебание наблюдаемых плоскостей поляризации света от туманностей и звезд, о котором говорилось в п.1, причем не было бы никакой необходимости прибегать к наблюдениям во время солнечных затмений.

4. В качестве примера теории, приводящей к гравитационному двулучепреломлению, рассмотрим электродинамику линейной тензорной теории гравитации (ЛТТ), а именно, уравнения (10а) в работе Мошинского [3]; те же уравнения даны в работах [4 – 6]. Оказывается, что если смешанные компоненты тензорного гравитационного потенциала, фигурирующего в этих уравнениях, тождественно равны нулю¹⁾, то указанные уравнения оказываются эквивалентными обычным уравнениям Максвелла для покоящихся сред не только в рассмотренном Мошинским случае, когда гравитационный потенциал имеет пространственно изотропный вид, но и в случае гравитационного потенциала произвольного вида (лишь бы смешанные компоненты равнялись нулю). При этом соответствующие тензоры $\epsilon_{\rho q}^{\text{ЛТТ}}(x)$, $\mu_{\rho q}^{\text{ЛТТ}}(x)$ диэлектрической и магнитной проницаемости следующим образом выражаются через компоненты тензорного гравитационного потенциала (которые мы обозначаем так же, как и в [3]):

$$\epsilon_{\rho q}^{\text{ЛТТ}} = (1 - h_{\rho\rho} - 2h_{44}) \delta_{\rho q} - 2h_{\rho q}, \quad \mu_{\rho q}^{-1 \text{ ЛТТ}} = (1 - h_{\rho\rho} + 2h_{44}) \times \\ \times \delta_{\rho q} + 2h_{\rho q}. \quad (3)$$

здесь $\mu_{\rho q}^{-1}$ означает тензор, обратный к $\mu_{\rho q}$.

Из (3) легко видеть, что условие (1) будет, вообще говоря, нарушено (во втором порядке по $h_{\mu\nu}$, следовательно, и по G), если $h_{\rho q}$ не пропорционально $\delta_{\rho q}$, т.е. имеет пространственно-неизотропный вид; но имен-

¹⁾ Именно такие гравитационные потенциалы рассматривались в работах [3 – 6].

но тензором h_{pq} неизотропного вида описывается в ЛТТ сферически-симметричное гравитационное поле в том случае, когда ЛТТ приводит к тем же величинам для трех классических эффектов, что и ОТО, об этом см. в [6], а также в [4, 5]²⁾. Легко убедиться, что такой гравитационный потенциал приводит в ЛТТ к тем самым поляризационным эффектам, о которых говорилось в п.п.1,3. Если рассматривать, как в [1, 5], вариант ЛТТ, приводящий (для сферически-симметричного поля) к тензору h_{pq} пространственно-изотропного вида, то при таком способе нарушения принципа эквивалентности значительные поляризационные эффекты возникают не из-за гравитационного поля Солнца, а из-за гравитационного поля вращающейся Галактики; однако способ наблюдения этого эффекта отличается от того, который был указан в п.1.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Я.А.Сморodinского за помощь в работе и И.Д.Новикова за дискуссию.

Поступило в редакцию
28 мая 1968 г.

Литература

- [1] О.Н.Найда. Письма ЖЭТФ, 7, 481, 1968.
- [2] Г.В.Скродцкий. ДАН, 114, 73, 1957.
- [3] M. Moshinsky. Phys. Rev., 80, 514, 1950.
- [4] S. Mavrides. Nuovo Cim., 34, 1529, 1964.
- [5] M. A. Tonnelat. Rend. Mat. applic., 24, 401, 1965.
- [6] A. Capella. Nuovo Cim, 42, 321, 1966.

²⁾Распространение света (в ЛТТ) в сферически-симметричном гравитационном поле с гравитационным потенциалом пространственно-неизотропного вида рассматривалось Тоннелой [5], однако она не получила двойного лучепреломления вследствие того, что ошибочно заранее отождествила гравитационное поле с оптически изотропной средой.