

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ (ДЛЯ АТОМНЫХ ЯВЛЕНИЙ) ВО ВТОРОМ И БОЛЕЕ ВЫСОКИХ ПОРЯДКАХ ПО НЬЮТОНОВСКОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНСТАНТЕ

О.Н.Найда

1. Цель настоящей работы: — показать, что нарушение принципа эквивалентности в релятивистских уравнениях для электрона (при наличии гравитационного поля) могло бы привести к новому наблюдаемому эффекту — аномальному красному сдвигу линий спектра источника (атома водорода), находящегося в гравитационном поле. Аномалия заключалась бы в том, что коэффициент пропорциональности $(1 + z)$ между принимаемыми от указанного источника и соответствующими лабораторными длинами волны был бы различным для разных линий спектра (похожее явление имело бы место в случае, если бы постоянная тонкой структуры у источника была бы не такой, как у приемника)¹⁾.

Измерения Паунда и Ребки [1], а также многочисленные астрономические измерения красного сдвига дают основание утверждать, что указанной аномалии в первом порядке по ньютоновской гравитационной константе G нет. Для того чтобы проверить, отсутствует или имеется указанная аномалия во втором и более высоких порядках по G , спектроскопические измерения предлагается производить над светом от квазаров, у которых $z \geq 1$, причем более удобными объектами для такого исследования были бы квазары гравитационного (а не космологического) происхождения. Таким образом, производя спектроскопические измерения света от квазаров с большим z , можно было бы значительно оократить круг теорий гравитации, которые пока что считаются согласуемыми с экспериментом, т.е. с данными о трех классических тестах.

2. Под принципом эквивалентности мы подразумеваем требование, чтобы относительно бесконечно малого лифта Эйнштейна все явления, происходящие в лифте, имели бы тот же вид, что и соответствующие явления при отсутствии гравитации и относительно инерциальной системы от-

1) Поскольку мы ограничиваемся качественной постановкой вопроса, то о приемнике будем предполагать, что он сколь угодно удален от гравитирующих центров; можно показать, что учет гравитационного поля Вселенной в целом лишь привел бы к дополнительным, в том числе более простым наблюдаемым эффектам, связанным с аномальным красным сдвигом.

счета. Из понимаемого таким образом принципа вытекает, в частности, что никакое гравитационное поле не должно вызывать нарушения обычных (лабораторных) пропорций между длинами волн, излучаемых атомами, находящимися в этом гравитационном поле, поскольку факт нарушения или ненарушения указанных пропорций является инвариантным относительно выбора системы отсчета.

Таким образом, во всякой теории, содержащей принцип эквивалентности для атомных явлений, система уравнений, приводящая к величинам наблюдаемых длин волн, должна обладать какой-либо такой особенностью, которая исключала бы появление диспропорций в энергетических уровнях стационарных состояний, несмотря на присутствие гравитационных потенциалов в этой системе уравнений. Например, к аномалии красного сдвига заведомо не проводят общековариантные уравнения спинорного поля [2].

3. В качестве простейшего примера теории, приводящей к аномальному гравитационному красному сдвигу, рассмотрим линейную теорию гравитации [3-5], а также близкую к ним нелинейную теорию Тирринга [6], применительно к атому водорода или водородоподобному иону. Уравнение Дирака с гравитационным полем, фигурирующее в рассматриваемых теориях, подробно рассматривалось Мошинским в [3]. Оказывается, однако, что стационарные уровни из этого уравнения достаточно просто вычисляются не только в первом порядке по ньютоновской константе (как это сделано в [3]), но и точно:

$$E_{n'j'} = (1+f)^{-1} mc^2 \{1 + \tilde{\alpha}^2 [n' + \sqrt{j'^2 - \tilde{\alpha}^2}]^2\}^{-1/2},$$

$$n' = 0, 1, \dots; \quad j' = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где $\tilde{\alpha} = (1+f)(1+f-2f^2)^{-1} \alpha$, $\alpha = Ze^2/hc$, Ze — заряд ядра, и остальные обозначения совпадают с теми, которые приняты в [3]. Решение (1) получается, если использованную в [3] перенормировку констант заменить такой:

$$\tilde{E} = (1+f)E, \quad \tilde{\alpha}^2 = (1+f)(1+2f)^{-1} \alpha^2, \quad \tilde{h} = (1-f)h, \quad \tilde{m} = m, \quad \tilde{c} = c.$$

Разложим правую часть (1) в ряд по α :

$$E_{n'j'} = mc^2 \{ (1+f)^{-1} + (1+z)^{-1} \left[\frac{\alpha^2}{2n^2} + (1+\xi)^2 \frac{\alpha^4}{2n^3} \left(\frac{1}{j} - \frac{3}{4n} \right) + \dots \right] \} \quad (2)$$

где $j = 1, 2, \dots; n = j + 0, 1, 2, \dots; \xi = \tilde{a}/a - 1; 1+z = (1-f)^2(1+2f)^2(1+f)^{-1}$.
 Очевидно, что параметр z определяет среднее относительное удлинение (из-за красного сдвига) наблюдаемых длин волн, связанных с переходами между уровнями с различными значениями главного квантового числа n , а параметр ξ определяет гравитационное искажение спектра. Зависимость параметров z и ξ от гравитационного потенциала f

Таблица значений функций $z(f)$, $\xi(f)$, $z'(f)$, $\xi'(f)$

	z	ξ	z'	ξ'
0,00	0,000	0,000	0,000	0,000
0,0500	0,040	0,0048	0,055	-0,0043
0,125	0,063	0,029	0,15	-0,022
0,250	0,012	0,11	0,34	-0,067
0,375	-0,13	0,26	0,56	-0,12
0,500	-0,33	0,50	0,80	-0,17

приведена в таблице. Для сравнения в 4-й и 5-й колонках мы поместили значения параметров z' и ξ' , получающихся не из лагранжиана Мошинского для дираковской частицы, а из линейризованного по гравитационным потенциалам лагранжиана спинорного поля, предложенного Огиевецким и Полубариновым [2]. По нашему мнению, было бы более последовательно именно этот (линейризованный) лагранжиан принять в линейной теории гравитации для спинорного поля (при наличии гравитации).

Отметим, что в достаточно сильных гравитационных полях формула (2) приводит не к красному, а к синему гравитационному сдвигу, в отличие от общей теории относительности. Значения $f > 0,5$ мы не рассматривали, так как при таких значениях f электродинамика рассматриваемых теорий не допускает решений в виде волн.

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

Поступило в редакцию
9 апреля 1968 г.

Литература

- [1] R.Pound, G.Rebka. Phys. Rev.Lett., 4, 337, 1960.
- [2] В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов. ЖЭТФ, 48, 1625, 1965.
- [3] M.Moshinsky. Phys.Rev., 80, 514, 1950.
- [4] W.Thirring. Fortschr. d. Phys., 7, 79, 1959.
- [5] A.Capella. Nuovo Cim., 42, 321, 1966.
- [6] W.Thirring. Ann. of Phys., 16, 96, 1961.