РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ *ТОМ 58, ВЫПУСК 4*
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД *25 АВГУСТА, 1993*

Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.4, стр.231 - 235 ©1993 г. 25 августа

К ВОПРОСУ О ЗАВИСИМОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ОТ ВРЕМЕНИ

Д.А.Варшалович, С.А.Левшаков

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22 июля 1993 г.

Из анализа длин волн линий молекулярного водорода, наблюдаемого в спектре квазара PKS 0528-250, получена оценка верхнего предела гипотетического изменения отношения масс электрона и протона $\mu = m_e/m_p$ на космологической шкале времени. Показано, что верхний предел скорости изменения μ равен $|\dot{\mu}/\mu| \leq 3 \cdot 10^{-13}$ год$^{-1}$. Это на два порядка ниже значения $\dot{\mu}/\mu = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-11}$ год$^{-1}$, соответствующего результатам лабораторных измерений [1].

1. В работе [1] сообщалось об экспериментально обнаруженном изменении отношения частот квантовых стандартов оптического и радиодиапазонов за период времени 4,7 года. Авторы связывали это изменение с возможным изменением со временем фундаментальных физических констант, в частности, с непостоянством отношения массы электрона к массе протона, $\mu = m_e/m_p$. Их результаты соответствуют скорости изменения μ, равной $\dot{\mu}/\mu = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-11}$ год$^{-1}$. Отсюда следует, что за время, сравнимое с возрастом Вселенной, $t_0 \cong 1,5 \cdot 10^{10}$ лет, μ должно было бы увеличиться на десятки процентов (если предположить, что μ зависит от космологического времени линейно). Такое увеличение μ легко обнаружить непосредственно из анализа астрофизических наблюдений внегалактических объектов, спектры которых сформировались $\cong 10^{10}$ лет назад. Особенно удобны для этой цели спектры квазаров, которые содержат линии поглощения молекулярного водорода, поскольку, как известно [2,3], отношение длин волн молекулярных электронно-колебательно-вращательных линий зависит от μ. В настоящее время линии H_2 наиболее надежно измерены в спектре квазара PKS 0528-250 [4,5], где идентифицированы линии поглощения лаймановской и вернеровской полос H_2 с красным смещением $z = 2,811$. Согласно стандартной космологической модели [6], такое красное смещение соответствует эпохе $t = t_0[1-(1+z)^{-3/2}] \cong 13$ млрд лет назад.

Цель данной работы – получить независимые астрофизические оценки величины $\dot{\mu}/\mu$ на основе анализа линий поглощения H_2 в спектре квазара PKS 0528-250 и сравнить эти оценки с лабораторными измерениями. Хотя точность прецизионных лабораторных измерений существенно выше астрономических, из-за большого интервала времени наблюдения космологически удаленных объектов позволяют получить оценки скорости изменения μ, которые во много раз меньше значений, доступных прямым лабораторным проверкам.

2. Рассмотрим электронно-колебательно-вращательные переходы молекулярного водорода. Как известно, энергия квантовых состояний молекулы может быть представлена в виде разложения Борна и Оппенгеймера [7] по четным степеням параметра $\chi = (m_e/M)^{1/4}$:

$$E = E_{\text{эл}} + \chi^2 E_{\text{кол}} + \chi^4 E_{\text{вр}} + \ldots, \tag{1}$$

где M – суммарная масса ядер молекулы. Тогда отношение частот двух каких-либо линий молекулы H_2, наблюдавшихся в эпоху z, будет следующим:

$$\left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)_z = \frac{a_1 + b_1\sqrt{\mu_z/\mu} + d_1(\mu_z/\mu) + \ldots}{a_2 + b_2\sqrt{\mu_z/\mu} + d_2(\mu_z/\mu) + \ldots}, \tag{2}$$

где a_i, b_i и d_i – численные константы $(a_i \gg b_i \gg d_i,\quad i = 1,2)$; $\mu = m_e/m_p$ – современное значение отношения масс электрона к массе протона, а $\mu_z = (m_e/m_p)_z$ – соответствующее отношение в эпоху z.

Чтобы получить величину относительного изменения частот линий H_2 в зависимости от вариаций параметра μ, удобно воспользоваться разложением Данхема для энергии колебательно-вращательных уровней:

$$E = \sum Y_{nm}\left(v + \frac{1}{2}\right)^n [J(J+1)]^m, \tag{3}$$

где константы Данхема Y_{nm} зависят от μ, что используется при расчетах энергий изотопзамещенных молекул [2]. Выразим эту зависимость через параметр $\xi = (\mu_z - \mu)/\mu$, характеризующий относительное изменение μ:

$$Y_{nm}(\xi) = Y_{nm}(0)(1+\xi)^{-n/2-m}. \tag{4}$$

Определим чувствительность i-ой молекулярной линии к изменению отношения m_e/m_p через коэффициент чувствительности:

$$k_i = (d\nu_i/d\xi)/\nu_i. \tag{5}$$

Тогда отношение частот двух электронно-колебательно-вращательных линий в эпоху z к отношению частот этих же линий в современную эпоху можно представить в следующем виде:

$$\left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)_z \Big/ \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right) = 1 + \xi K_{12} + O(\xi^2), \tag{6}$$

где $K_{12} = k_1 - k_2$.

Таблица 1

Коэффициенты $k_1/10^{-3}$ для линий лаймановской серии H_2

Линия	$R(0)$	$R(1)$	$P(1)$	$R(2)$	$P(2)$	$R(3)$	$P(3)$
$L\ 0-0$	$7,79_1$	$8,25_1$	$9,53_1$	$9,59_2$	$11,70_2$	$11,79_2$	$14,70_2$
$L\ 1-0$	$0,72_1$	$1,22_1$	$2,38_1$	$2,62_2$	$4,54_2$	$4,89_2$	$7,54_2$
$L\ 2-0$	$-5,79_1$	$-5,24_2$	$-4,18_1$	$-3,81_2$	$-2,05_2$	$-1,50_3$	$0,94_2$
$L\ 3-0$	$-11,77_2$	$-11,20_2$	$-10,21_2$	$-9,73_3$	$-8,10_2$	$-7,39_5$	$-5,13_3$
$L\ 4-0$	$-17,27_3$	$-16,67_4$	$-15,76_2$	$-15,18_7$	$-13,67_3$	$-12,8_1$	$-10,72_5$
$L\ 5-0$	$-22,31_5$	$-21,69_8$	$-20,84_4$	$-20,2_1$	$-18,77_5$	$-17,8_2$	$-15,84_9$
$L\ 6-0$	$-26,9_1$	$-26,3_1$	$-25,49_7$	$-24,7_2$	$-23,4_1$	$-22,3_3$	$-20,5_2$
$L\ 7-0$	$-31,1_2$	$-30,4_2$	$-29,7_1$	$-28,9_4$	$-27,7_2$	$-26,4_5$	$-24,8_3$
$L\ 8-0$	$-34,9_3$	$-34,3_4$	$-33,6_2$	$-32,7_6$	$-31,6_3$	$-30,2_8$	$-28,7_4$
$L\ 9-0$	$-38,5_4$	$-37,8_6$	$-37,2_3$	$-36,2_9$	$-35,2_4$	-34_1	$-32,3_6$
$L\ 10-0$	$-41,8_7$	$-41,1_9$	$-40,5_5$	-40_1	$-38,5_7$	-37_2	$-35,7_9$

В табл. 1 приведены рассчитанные нами коэффициенты чувствительности k_1 для переходов с нижних вращательных уровней ($v'' = 0$, $J'' = 0, 1, 2, 3$) основного состояния $X^1\Sigma_g^+$ на колебательно-вращательные уровни состояния $B^1\Sigma_u^+$ ($v' = 0, 1, ..., 10$, R и P-ветви) молекулы H_2. В расчете использовались молекулярные константы из работы [6]. Дополнительно мы учли слабую зависимость энергии электронного терма T_e верхнего возбужденного состояния $B^1\Sigma_u^+$ молекулы H_2 от ξ в виде $T_e = p + q\xi$, где p и q, вычисленные на основе эмпирических данных [8] для H_2 и D_2, соответственно равны 91700,0 и 5,6 $см^{-1}$.Нижние индексы при каждом значении k_i в табл.1 указывают ошибку, с которой определена последняя значащая цифра (например, $k_{p(3)}(L0-0) = (14,70 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}$). Эти ошибки вычислены на основании ошибок измерения молекулярных констант, приведенных в работе [8].

Как и следовало ожидать, чем выше номер верхнего колебательного уровня v', тем больше изменение частоты соответствующего перехода. Отметим, что для разных линий лаймановской полосы H_2 коэффициенты k_i имеют разные знаки, то-есть при изменении μ длины волн некоторых линий будут увеличиваться, а некоторых – уменьшаться, в зависимости от знака ξK_{12} (такой же характер изменения длин волн наблюдается между линиями H_2 и D_2).

3. Перейдем теперь к обсуждению астрофизических данных. В табл.2 перечислены измеренные длины волн тех абсорбционных деталей, которые авторы работы [5] отождествили с неблендированными линиями молекулярного водорода. В этой таблице неопределенность истинного положения той или иной молекулярной линии может достигать значений $\pm(0,2-0,4)\mathring{A}$, поскольку спектр PKS 0528-250 был получен все же с недостаточно высоким разрешением, чтобы полностью исключить возможные скрытые бленды. В качестве лабораторных длин волн взяты расчетные значения $\lambda_{лаб}$, вычисленные в [5] для синтетического спектра H_2 (при лучевой концентрации $N(H_2) = 10^{18}$ $см^{-2}$, температуре возбуждения $T_{ex} = 100$ K и доплеровском параметре $b = 5$ км/с), который был свернут с аппаратной функцией спектрографа. Среднеквадратичные ошибки лабораторных длин волн в этом случае могут достигать значений $\pm 0,1\mathring{A}$. В четвертом столбце табл.2 перечислены красные смещения линий H_2: $z_i = \lambda_{набл}/\lambda_{лаб} - 1$. На основании этих данных оценка параметра ξ получается из следующего соотношения:

$$(1 + z_i)/(1 + z_0) = 1 + \xi(k_o - k_i). \tag{7}$$

Таблица 2

Результаты анализа астрофизических измерений

№	$\lambda_{набл}$, $\AA$	$\lambda_{лаб}$, $\AA$	z_i	Линия	ξ, %	$2\sigma_\xi$, %
1	4225,06	1108,70	2,81082	L 0 – 0 $R(1)$	-0,01	0,12
2	4230,50	1110,12	2,81085	L 0 – 0 $P(1)$	-0,04	0,11
3	4162,77	1092,27	2,81112	L 1 – 0 $R(0)$	-0,29	0,19
4	4164,48	1092,77	2,81094	L 1 – 0 $R(1)$	-0,14	0,15
5	4169,99	1094,19	2,81103	L 1 – 0 $P(1)$	-0,21	0,15
6	4105,15	1077,24	2,81080	L 2 – 0 $R(0)$	-0,05	0,18
7	4107,32	1077,76	2,81098	L 2 – 0 $R(1)$	-0,17	0,19
8	4121,28	1081,33	2,81131	L 2 – 0 $P(2)$	-0,45	0,31
9	4057,10	1064,71	2,81052	L 3 – 0 $P(1)$	-0,01	0,35
10	3998,92	1049,46	2,81045	L 4 – 0 $R(0)$	-0,28	0,36
11	4001,53	1050,00	2,81098	L 4 – 0 $R(1)$	-0,02	0,23
12	4005,43	1051,14	2,81056	L 4 – 0 $P(1)$	-0,19	0,30
13	4007,03	1051,55	2,81059	L 4 – 0 $R(2)$	-0,17	0,29
14	4014,04	1053,34	2,81077	L 4 – 0 $P(2)$	-0,10	0,20
15	3862,37	1013,50	2,81092	L 7 – 0 $R(1)$	0,03	0,14
16	3778,37	991,47	2,81088	L 9 – 0 $R(0)$	0,01	0,10
17	3780,76	992,07	2,81098	L 9 – 0 $R(1)$	0,08	0,11
18	3753,26	984,94	2,81065	L 10 – 0 $P(2)$	-0,17	0,10

Здесь индекс "i" соответствует номеру линии в табл.2 и пробегает значения от 1 до 18, а индексом "0" отмечена опорная линия, в качестве которой может быть взята любая из этих же 18 линий, причем $i \neq 0$. Применяя линейный регрессионный анализ, получаем оценку параметра ξ и его ошибки σ_ξ. Поскольку при таком подходе выбор опорной линии произвольный, были последовательно проведены подобные оценки для каждой линии H_2, взятой в качестве опорной. Вычисленные при этом значения ξ и их ошибки перечислены в последнем столбце табл.2. Распределение ошибок $2\sigma_\xi$ оказалось гауссовским со средним 0,20% и среднеквадратичным отклонением 0,09%. Поэтому для окончательного значения параметра ξ можно выбрать результаты любого из регрессионных анализов, ошибки которого лежат в диапазоне $(0,20 \pm 0,09)\%$. Таких вариантов оказалось 12. Из них мы выбрали результат с опорной линией L 1 – 0 $R(0)$, дающий мажорирующую оценку верхнего предела величины ξ: с вероятностью 0,95 $|\xi| \leq 0,5\%$. Отметим, что оценка $|\xi| \leq 0,02\%$, полученная в работе [5] лишь по одной паре линий L 2 – 0 $P(2)$ и L 10 – 0 $P(2)$ без детального учета зависимости $\lambda(\xi)$, нам представляется необоснованно завышенной.

Таким образом, если справедливо предположение о линейном характере изменения с космологическим временем отношения массы электрона к массе протона, то наши результаты соответствуют $|\dot{\mu}/\mu| \leq 3 \cdot 10^{-13}$ год$^{-1}$, что на два порядка ниже значения $\dot{\mu}/\mu$, полученного в лабораторном эксперименте [1].

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных Исследований за поддержку данной работы.

---

1. Ю.С.Домнин, А.Н.Малимон, В.М.Татаренков, П.С.Щумяцкий, Письма в ЖЭТФ **43**, 167 (1986).

2. J.L.Danham, Phys. Rev. **41**, 721 (1932).
3. R.I.Thompson, Astrophys. Lett. **16**, 3 (1975).
4. S.A.Levshakov and D.A.Varshalovich, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **212**, 517 (1985).
5. C.B.Foltz, F.H.Chaffee and J.H.Black, Astrophys. J. **324**, 267 (1988).
6. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
7. M.Born, R.Oppengheimer, Ann. Physik. **84**, 457 (1927).
8. К.-П.Хьюбер, Г.Герцберг, Константы двухатомных молекул, ч.1, М.: Мир, 1984.