ТЕНЬ

№ 45 31 ДЕКАБРЯ 2016 г. суббота

Прочти и передай другому!

О будущем Вселенной

1. Расширение по Фридману.

Мы все наслышаны о том, что выдающийся петроградский математик Фридман незадолго до своей безвременной смерти решил уравнения Эйнштейна для всей Вселенной в целом, приняв её за однородную сжимаемую среду, заполненную веществом с равномерной плотностью. Его решение подразумевало несколько принципиально различных сценариев поведения Вселенной в зависимости от её физических параметров (плотности вещества и энергии и кривизны пространства). В наши дни эти параметры измерены с погрешностью не выше долей процента, и выяснено, что наша Вселенная – плоская, т. е. имеет нулевую кривизну, а её плотность складывается на 68,3% из плотности так называемой тёмной энергии и на остальные 31,7% из плотности материи (которую на ~1/6 составляет известное нам вещество, а на ~5/6 – неизвестная тёмная материя). Для таких параметров решение Фридмана предсказывает безграничное всё ускоряющееся расширение Вселенной.

В обстоятельной работе Дэвис и Лайнуивера 2003 года* приводится уравнение Фридмана (формула 26), удобно для нас выраженное через масштабный фактор a, равный отношению расстояния между двумя точками пространства в моменты времени t и t_0:

$$a(t) \equiv \mathrm{R}(t)/\mathrm{R}(t_0).$$

*(Что такое **точка пространства** и как её зафиксировать, если реальный мир с XX в. описывается не пространством, а пространством-временем, – вопрос особый. Я не могу предложить вам ничего лучше, чем вообразить ОЧЕНЬ МНОГОЧИСЛЕННУЮ армию демонов под предводительством, например, Геодеза, которые с момента Большого Взрыва равномерно расположились в каждой точке первопространства и неотступно в ней же находятся, как бы далеко эти точки потом ни разбегались, искривлялись, сближались, и проч., и проч. Только не спрашивайте меня, что такое «первопространство»...)*

Если из этого тождества выразить $\mathrm{R}(t) = a(t)\cdot\mathrm{R}(t_0)$ и, соответственно, после дифференцирования по времени, $\mathrm{dR}(t)/dt = [da(t)/dt]\cdot\mathrm{R}(t_0)$, и подставить это в формулу (26) из статьи Дэвис и Лайнуивера, то получим:

$$da/dt = \mathrm{H_0}\cdot[1 + \Omega_\mathrm{M}\cdot(1/a - 1) + \Omega_\Lambda\cdot(a^2 - 1)]^{1/2},$$

где $\mathrm{H_0}$ – значение параметра Хаббла в момент t_0 (обычно в космологии индексы ноль относятся к нашему сегодняшнему моменту, и по последним данным $\mathrm{H_0} = (2{,}17\pm0{,}02)\cdot10^{-18}$ сек.$^{-1}$; также по определению современное значение масштабного фактора $a_0 \equiv 1$), а $\Omega_\mathrm{M} = 0{,}317$ и $\Omega_\Lambda = 0{,}683$ – постоянные во времени доли плотностей материи (она «стягивает» мир) и тёмной энергии (она его «расталкивает»). Их погрешность **±0,013.**

Если убрать из формулы Ω_M (эта величина с Ω_Λ даёт в сумме единицу, а значит, равна $1 - \Omega_\Lambda$) и решить уравнение для a,

$$\int da/\{\mathrm{H_0}\cdot[1 + (1 - \Omega_\Lambda)\cdot(1/a - 1) + \Omega_\Lambda\cdot(a^2 - 1)]^{1/2}\} = \int dt,$$

то мы получим формулу, выражающую a через функцию sh (гиперболический синус, $sh(z) \equiv 0{,}5\cdot[exp(z) - exp(-z)]$):

$$a(t) = [(1 - \Omega_\Lambda)/\Omega_\Lambda]^{1/3}\cdot[sh(1{,}5\cdot\Omega_\Lambda^{1/2}\cdot\mathrm{H_0}\cdot t)]^{2/3}.$$

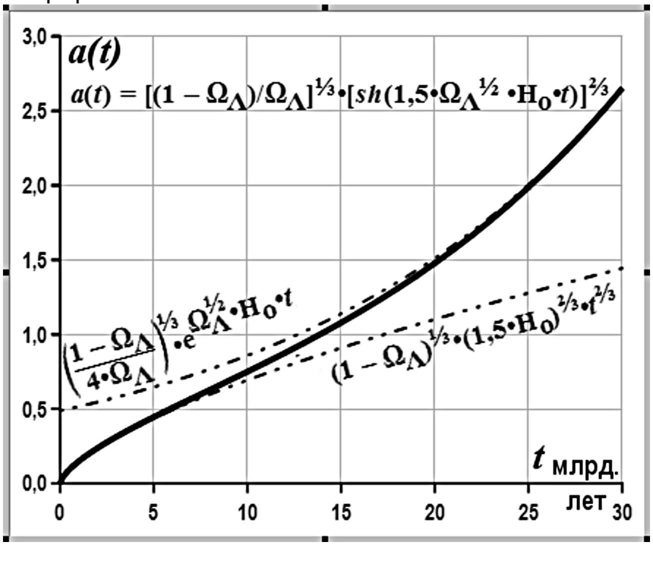
Если подставить численные значения $\mathrm{H_0}$ и Ω_Λ, то, выражая время в секундах, получим:

$$a(t) = 0{,}774\cdot[sh(2{,}69\cdot10^{-18}\cdot t)]^{2/3}.$$

А в более удобной здесь шкале времени, где единицей является миллиард лет ($= 10^9\cdot365{,}25\cdot86400 = 3{,}16\cdot10^{16}$ сек.), получим:

$$a(t) = 0{,}774\cdot[sh(0{,}0848\cdot t)]^{2/3}.$$

Поведение масштабного фактора для первых 30 млрд. лет после Большого взрыва (это время, когда уэллсовский Путешественник во времени обнаружил бы, что небо совершенно черно: звёздные величины любых источников уходят за порог чувствительности глаза, причём для внегалактических источников 1,5 единицы или ~10–20% от общей величины изменения – это вклад космологического расширения; остальное – физика звёздной эволюции) отображено на графике:



Как видно, до 5–7 млрд. лет ход расширения качественно незначительно отличается от «классической» кривой (которая получалась бы без «расталкивания»): $a \sim t^{2/3}$:

$$a \approx (1 - \Omega_\Lambda)^{1/3}\cdot(1{,}5\cdot\mathrm{H_0})^{2/3}\cdot t^{2/3} = 0{,}150\cdot t^{2/3},$$

если выражать время в млрд. лет, или

$$a \approx 1{,}50\cdot10^{-12}\cdot t^{2/3},$$

если t в секундах. А после 20–25 млрд. лет график почти сливается с кривой экспоненциального расширения, повторяющего, хотя и в другом масштабе времён, инфляционную стадию первых мгновений Вселенной:

* Tamara M. Davis & Charles H. Lineweaver. Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the universe [http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0310808v2.pdf].

$$a \approx [(1 - \Omega_\Lambda)/(4 \cdot \Omega_\Lambda)]^{1/3} \cdot exp(\Omega_\Lambda^{1/2} \cdot H_0 \cdot t) = $$
$$= 0{,}488 \cdot exp(0{,}0566 \cdot t),$$

если t в млрд. лет, или

$$a \approx 0{,}488 \cdot exp(1{,}79 \cdot 10^{-18} \cdot t),$$

если t в секундах.

Момент, когда замедленное расширение сменилось ускоренным, т. е. точка перегиба на графике $a(t)$, приходится на время

$$t_c = \ln(0{,}5^{1/2} + 1{,}5^{1/2})/(1{,}5 \cdot \Omega_\Lambda^{1/2} \cdot H_0) = 7{,}76 \text{ млрд. лет.}$$

Это примерно за 1,5 млрд. лет до взрыва той сверхновой, которая была матерью нашего Солнца, так что мы все – жители эры ускоренного разрежения Вселенной. Впрочем, из графика видно, что до 20–30 млрд. лет эта ускоренность ещё не слишком ощутима, и нам остаётся с десяток миллиардов лет примерно такого же квазилинейного расширения, которое было во всю эпоху звёзд нашего, третьего по счёту и, очевидно, последнего, поколения.

Разложение в модифицированный ряд Маклорена:

$$a(t) = (1 - \Omega_\Lambda)^{1/3} \cdot (1{,}5 \cdot H_0)^{2/3} \cdot t^{2/3} \cdot (1 + 1/4 \cdot \Omega_\Lambda \cdot H_0^2 \cdot t^2 + ...) = $$
$$= 0{,}150 \cdot t^{2/3} \cdot (1 + 8{,}00 \cdot 10^{-4} \cdot t^2 + \ ...),$$

где t выражено в млрд. лет, даёт даже с первыми двумя членами ряда погрешность менее 1,7% в интервале 0–20 млрд. лет с ростом до 6,4% к 30-му миллиарду.

Однако, например, по прошествии 20 млрд. лет от сегодняшнего дня все расстояния во Вселенной вырастут в 3,3 раза, ещё через 20 млрд. лет – в 10,2 раза, ещё через 20 – в 31,7 раза, и т. д., удваиваясь каждые 12,3 млрд. лет или, что то же, удесятеряясь каждые 40,7 млрд. лет. И это уже не удастся описать квазипрямой линией…

2. Расширение как «квазисила»?

Важно ещё раз подчеркнуть, что расширение Вселенной движет не напрямую галактики, звёзды, планеты и т. д., а пространство, в котором они находятся (см. выше о демонах). Однако, если мы найдём в каких-то пустынных местах объект, у которого физические взаимодействия с остальной материей пренебрежимо малы, то есть скорость движения практически равномерна, да ещё и сами станем двигаться туда же и с той же скоростью, то расстояние между нами и этим объектом должно бы быть *физически* постоянным… Но *космологически* он должен будет удаляться от нас вместе с расширением пространства!

И согласно полученным уравнениям, наше «физически постоянное» расстояние D_1 до этого объекта меняется во времени так:

$$D(t) = D_1 \cdot a(t)/a(t_1) = $$
$$= D_1 \cdot \{[sh(1{,}5 \cdot \Omega_\Lambda^{1/2} \cdot H_0 \cdot t)/[sh(1{,}5 \cdot \Omega_\Lambda^{1/2} \cdot H_0 \cdot t_1)]\}^{2/3}.$$

Если дважды продифференцировать это выражение по времени, мы получим формальное «ускорение», как если бы объект двигался под действием некоей отталкивающей квазисилы:

$$F_q = m \cdot d^2[D(t)]/dt^2 = [m \cdot D_1/a(t_1)] \cdot d^2[a(t)]/dt^2 = $$
$$= [m \cdot D_1 \cdot \Omega_\Lambda \cdot H_0^2/a(t_1)] \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}5 \cdot (1/\Omega_\Lambda - 1)/a(t)^3].$$

Подставив конкретные значения H_0 и Ω_Λ, в системе единиц СИ получим:

$$F_q = [m \cdot D_1 \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36}/a(t_1)] \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3].$$

А если примем, что наблюдение начато в наши дни, и

$$t_1 = t_0 = 4{,}35 \cdot 10^{17} \text{ сек.}; \ a(t_1) = a_0 \equiv 1,$$

то формула ещё упростится:

$$F_q = m \cdot D_1 \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36} \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3].$$

Попробуем сопоставить это значение с типичными по порядку силами, действующими во Вселенной.

3. Тянем-потянем?..

Подход для первой оценки напрашивается такой: настоящую физическую силу сопоставить с этой квазисилой. При этом у нас должен быть неплохой «запас прочности», ведь для разрушения баланса не нужно ждать, чтобы сила *сравнялась* с F_q: достаточно заведомо гораздо меньшей величины возмущающего воздействия F_q, чтобы связанные тела начали отдаляться. А дальше процесс пойдёт с автоускорением, т. к. центростремительные силы (кроме кварковых) слабеют, а квазисила возрастает с расстоянием R.

3.1. Тёмная энергия против гравитации.

Два **сверхскопления галактик** с типичными массами $M \approx 3 \cdot 10^{45}$ кг, разделённые в наши дни типичным расстоянием порядка $R \approx 2 \cdot 10^{24}$ м, притягиваются друг к другу с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma \cdot M_1 \cdot M_2/R^2 \approx 1{,}5 \cdot 10^{32} \text{ Н}.$$

А квазиотталкиваются одно от другого с квазисилой:

$$F_q = [M \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36}] \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3] \approx$$
$$\approx 2 \cdot 10^{34} \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3] \text{ Н}.$$

Если формально записать условие $F_G \le F_q$, можно найти, что это неравенство исполнится при $a(t) \ge 0{,}618$, а это, как видно из графика $a(t)$, достигается при $t \ge t_c \approx 8$ млрд. лет. А в наши дни $F_G \approx 0{,}0075 \cdot F_q$, что вполне соответствует общепринятому тезису о том, что сверхскопления «гравитационно не связаны» и поэтому (единственные из наблюдаемых структур Вселенной) участвуют в космологическом расширении. (Гравитационно они, конечно, связаны, но пренебрежимо слабо.) Однако мы видим, что так, судя по нашим оценкам, могло быть не всегда, а лишь после ~8 млрд. лет, и это нужно учитывать при всех расчётах, захватывающих первые миллиарды лет Вселенной.

Два **скопления галактик** с типичными массами $M \approx 3 \cdot 10^{44}$ кг, разделённые типичным расстоянием порядка $R \approx 10^{24}$ м, притягиваются друг к другу с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma \cdot M_1 \cdot M_2/R^2 \approx 6 \cdot 10^{30} \text{ Н}.$$

А квазиотталкиваются одно от другого с квазисилой:

$$F_q = [M \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36}] \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3] \approx$$
$$\approx 10^{33} \cdot a(t) \cdot [1 - 0{,}232/a(t)^3] \text{ Н}.$$

Это даёт практически такие же следствия, как и для сверхскоплений ($a(t) \ge 0{,}617$; $t \ge \sim 8$ млрд. лет), но, поскольку сама по себе квазисила отталкивания здесь в 20 раз слабее, тезис о том, что скопления галактик участвуют в космологическом расширении, *не является общепринятым*. Однако специальное исследование показало, что всё-таки группы галактик (по крайней мере, ближайшие к нам) гравитационно практически не связаны*.

Галактику типичной массой $m \approx 10^{42}$ кг, входящую в типичное скопление размерами порядка $R \approx 3 \cdot 10^{23}$ м и массой порядка $M \approx 3 \cdot 10^{44}$ кг, притягивает к центру масс скопления с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma \cdot m \cdot M/(0{,}5 \cdot R)^2 \approx 10^{30} \text{ Н}.$$

---

* Sami-Matias Niemi, Pasi Nurmi, Pekka Heinämäki, Mauri Valtonen. Are the nearby groups of galaxies gravitationally bound objects? Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Dec 2007, v. 382, pp. 1864–1876 [http://paperity.org/p/39576989/are-the-nearby-groups-of-galaxies-gravitationally-bound-objects]. Ещё раньше на конкретные факты участия в космологическом расширении не только скоплений галактик, но даже отдельных галактик в ареале ближайших к нам скоплений Местного сверхскопления (в пределах 15–16 млн. св. лет) указывал один из классиков галактической статистики И. Караченцев: см. I. D. Karachentsev. The Local Group and other neighboring galaxy groups. The Astronomical Journal, vol. 129, pp. 178–188, 2005 January [http://iopscience.iop.org/1538-3881/129/1/178/pdf/1538-3881_129_1_178.pdf].

А квазиотталкивает от центра скопления с квазисилой:

$$F_q = [m\cdot(0{,}5\cdot R)\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}]\cdot a(t)\cdot[1 - 0{,}232/a(t)^3] \approx$$
$$\approx 5\cdot 10^{29}\cdot a(t)\cdot[1 - 0{,}232/a(t)^3]\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ при $a(t) \ge 2{,}06$; $t \ge \sim 25{,}5$ млрд. лет. В наши дни тёмной энергии развалить типичное скопление галактик ещё не по зубам: $F_q \approx 0{,}38\cdot F_G$. Но начать отгрызать с периферии скопления мелкие галактики тёмная энергия явно уже может, различие F_G и F_q не так велико.

Звезду типичной массой $m \approx 10^{30}$ кг, входящую в типичную галактику размерами порядка $R \approx 3\cdot 10^{20}$ м и массой порядка $M \approx 3\cdot 10^{39}$ кг, притягивает к центру галактики с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/(0{,}5\cdot R)^2 \approx 10^{19}\ \text{Н}.$$

А квазиотталкивает от центра скопления с квазисилой:

$$F_q = [m\cdot(0{,}5\cdot R)\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}]\cdot a(t)\cdot[1 - 0{,}232/a(t)^3] \approx$$
$$\approx 5\cdot 10^{14}\cdot a(t)\cdot[1 - 0{,}232/a(t)^3]\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ при $a(t) \ge 2\cdot 10^4$; $t \ge \sim 187$ млрд. лет. А в наши дни различие F_G и F_q составляет 4,5 порядка, и стабильности галактик ещё ничто не угрожает.

Дальше расчётные формулы несколько упрощаются. При $t > \sim 30$ млрд. лет $F_q \approx m\cdot D_1\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t)$; кроме того, в этой области времён, как видно из графика $a(t)$, $a \approx 0{,}488\cdot\exp(0{,}0566\cdot t[\text{млрд. лет}])$, откуда

$$t\ [\text{млрд. лет}] \approx 12{,}7 + 17{,}7\cdot\ln(a).$$

Если эти упрощённые выражения применить к случаю, когда крупная центральная масса M притягивает тело, находящееся на расстоянии R, то время достижения условия $F_G \le F_q$ оказывается зависящим только от M[кг] и R[м]:

$$t\ [\text{млрд. лет}] \approx 1040 + 17{,}7\cdot\ln(M/R^3).$$

В эти космологические эпохи масштабный фактор служит своеобразным **индикатором силовой борьбы**. Ведь что означает $a(t) \ge 2\cdot 10^4$? Это означает, что, так сказать, естественный космологический порядок требует, чтобы звёзды в галактике отстояли тогда в 20 тысяч раз (!) дальше друг от друга. Гравитация галактики почти 200 млрд. лет не даёт им этого сделать. Пространство, как одеяло из-под гирь, лезет из-под звёзд. Космологическое напряжение нарастает. И вот, когда сила сравнялась с квазисилой, этот отрыв, наконец, происходит, и межзвёздные расстояния экспоненциально быстро начинают стремиться к тем величинам, у которых держат для них флажки демоны армии Геодеза.

Земля массой $m \approx 6\cdot 10^{24}$ кг обращается вокруг **Солнца** массой $M \approx 2\cdot 10^{30}$ кг по орбите радиуса $R \approx 1{,}5\cdot 10^{11}$ м и притягивается к светилу с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/R^2 \approx 3{,}6\cdot 10^{22}\ \text{Н}.$$

А квазиотталкивается от Солнца с квазисилой:

$$F_q \approx m\cdot R\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t) \approx 2{,}9\cdot a(t)\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ при $a(t) \ge 1{,}2\cdot 10^{22}$; $t \ge \sim 900$ млрд. лет. При этом Солнце будет уже порядочно остывшим белым (скорее, чёрным) карликом, сохранившим лишь около половины нынешней массы, а Земля может быть давно испарена в его оболочке, но это другая история. В конце концов, для оценки времён распадов планетных систем у звёзд можно было бы взять и Юпитер или Нептун, или вообще комету из облака Эпика – Оорта. Получилось бы, соответственно, **820, 728, ~300 млрд. лет**. В общем, ясно, что этот срок имеет порядок от сотен миллиардов до немногих триллионов лет (это для особо близких планет).

Напоследок рассмотрим случай распада **звёзд** (красных, бурых и чёрных карликов, а также нейтронных звёзд: других к тому времени не останется) и **крупных газовых планет**, поскольку их все удерживают в компактном состоянии прежде всего силы гравитации, а другими силами можно пренебречь.

Молекула водорода массой $m \approx 3{,}3\cdot 10^{-27}$ кг, находящаяся на поверхности **Юпитера** размерами $R \approx 7\cdot 10^7$ м и массой $M \approx 1{,}9\cdot 10^{27}$ кг, притягивается к центру планеты с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/R^2 \approx 8{,}5\cdot 10^{-26}\ \text{Н}.$$

А квазиотталкивает эту молекулу от центра Юпитера с квазисилой:

$$F_q \approx m\cdot R\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t) \approx 7{,}5\cdot 10^{-55}\cdot a(t)\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ достигнется при $a(t) \ge 1{,}1\cdot 10^{29}$; $t \ge \sim 1190$ млрд. лет.

Ядро гелия массой $m \approx 3{,}3\cdot 10^{-27}$ кг, находящееся на поверхности типичного чёрного (экс-**красного) карлика** размерами порядка $R \approx 10^8$ м и массой порядка $M \approx 10^{29}$ кг, притягивает к центру звезды с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/R^2 \approx 2{,}3\cdot 10^{-24}\ \text{Н}$$.

А квазиотталкивает от центра карлика с квазисилой:

$$F_q \approx m\cdot R\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t) \approx 1{,}1\cdot 10^{-54}\cdot a(t)\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ достигнется при $a(t) \ge 2{,}14\cdot 10^{30}$; $t \ge \sim 1240$ млрд. лет.

Ядро гелия массой $m \approx 3{,}3\cdot 10^{-27}$ кг, находящееся на поверхности типичного чёрного (экс-**белого) карлика** размерами порядка $R \approx 7\cdot 10^6$ м и массой порядка $M \approx 10^{30}$ кг, притягивает к центру звезды с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/R^2 \approx 4{,}7\cdot 10^{-21}\ \text{Н}.$$

А квазиотталкивает от центра карлика с квазисилой:

$$F_q \approx m\cdot R\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t) \approx 7{,}5\cdot 10^{-56}\cdot a(t)\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ достигнется при $a(t) \ge 6{,}28\cdot 10^{34}$; $t \ge \sim 1420$ млрд. лет.

Нейтрон массой $m \approx 1{,}67\cdot 10^{-27}$ кг, находящийся на поверхности типичной **нейтронной звезды** размерами порядка $R \approx 2\cdot 10^4$ м и массой порядка $M \approx 3\cdot 10^{30}$ кг, притягивает к центру звезды с силой порядка:

$$F_G \approx \gamma\cdot m\cdot M/R^2 \approx 8{,}4\cdot 10^{-16}\ \text{Н}.$$

А квазиотталкивает от центра звезды с квазисилой:

$$F_q \approx m\cdot R\cdot 3{,}21\cdot 10^{-36}\cdot a(t) \approx 1{,}1\cdot 10^{-58}\cdot a(t)\ \text{Н}.$$

Здесь $F_G \le F_q$ достигнется при $a(t) \ge 7{,}7\cdot 10^{42}$; $t \ge \sim 1750$ млрд. лет.

3.2. Тёмная энергия против электромагнетизма.

Твёрдое вещество планет связано с телом планеты не столько силами гравитации, составляющими порядка 10^{-20} и менее Н в расчёте на одну молекулу или узел кристаллической решётки, сколько силами химическими (то есть электромагнитными по своей природе). Так, разрывы твёрдых сил происходят, когда на единицу сечения тела действует сила, удельно превосходящая прочность на разрыв σ, имеющую порядок $\sim 10^6 \div 10^8$ Н/м^2. Если мы сечение одной **молекулы или узла кристаллической решётки** S оценим характерным размером $\sim 10^{-20}$ м^2, то разрывающую силу (равную силе химической связи) можно оценить по порядку как:

$$F_E \approx \sigma\cdot S \approx 10^{-12} \div 10^{-14}\ \text{Н},$$

т. е. не менее чем на 6 порядков сильнее гравитационной связующей силы. Поэтому в данном случае нужно именно химическую силу (электромагнитную по своей природе) приравнивать к квазисиле F_q, равной для типичной молекулярной массы $m \approx 4 \cdot 10^{-26}$ кг, находящийся на поверхности типичной планеты размерами порядка $R \approx 10^7$ м:

$$F_q \approx m \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36} \cdot a(t) \approx (10^{-53} \div 10^{-55}) \cdot a(t) \text{ Н}.$$

Здесь $F_E \le F_q$ достигнется при $a(t) \ge 10^{39} \div 10^{43}$, что произойдёт при $t \ge \sim 1590 \div 1760$ млрд. лет.

Попробуем дальше шагнуть в **микромир**, а поскольку мы делаем не вычисления, а оценки с точностью никак не выше порядка, то сложную математику квантовой электродинамики заменим элементарными кулоновскими силами. В первом приближени они по величине сопоставимы.

В **атоме железа** размерами порядка $R \approx 1{,}3 \cdot 10^{-10}$ м электрон с зарядом $q \approx 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ К и массой $m \approx 9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг по закону Кулона притягивался бы к ядру с зарядом $Q \approx 26 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ К с силой порядка:

$$F_E \approx k \cdot q \cdot Q/R^2 \approx 3{,}5 \cdot 10^{-7} \text{ Н}.$$

А квазиотталкивается электрон от ядра с квазисилой:

$$F_q \approx m \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36} \cdot a(t) \approx 3{,}8 \cdot 10^{-76} \cdot a(t) \text{ Н}.$$

Здесь условие $F_E \le F_q$ выполнится при $a(t) \ge 9{,}2 \cdot 10^{68}$, что достигнется при $t \ge \sim 2810$ млрд. лет. К этому времени, заметьте, атому железа *следовало бы* иметь размер порядка 10^{59} м, что на три с лишним десятка порядков превышает все мыслимые сегодня размеры всей Вселенной! Такое наш мозг вообразить не в силах. Но те, кто тогда будет обмозговывать мир, очевидно, адаптируются к логарифмическому восприятию пространства-времени, как наш глаз логарифмически воспринимает свет.

3.3. Тёмная энергия против ядерных сил.

В **ядре атома железа** размерами порядка $R \approx 7 \cdot 10^{-15}$ м **нуклоны** массами $m \approx 1{,}67 \cdot 10^{-27}$ кг связаны ядерными силами (в основном сильным взаимодействием, но при участии и электромагнитного, и слабого, и даже гравитационного). Порядок силы этой связи можно оценить через потенциал Юкавы φ с характерным расстоянием $\lambda \approx 1{,}5 \cdot 10^{-15}$ м и константой взаимодействия $g \approx 3{,}2 \cdot 10^{-25}$ Дж•м:

$$F_N \approx d\varphi/dR \approx g \cdot \exp(-R/\lambda) \cdot (1 + R/\lambda)/R^2 \approx 350 \text{ Н}.$$

А квазиотталкивается нуклон от центра ядра с квазисилой:

$$F_q \approx m \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36} \cdot a(t) \approx 3{,}8 \cdot 10^{-77} \cdot a(t) \text{ Н}.$$

Здесь условие $F_N \le F_q$ выполнится при $a(t) \ge 9{,}1 \cdot 10^{78}$, что достигнется при $t \ge \sim 3210$ млрд. лет.

3.4. Тёмная энергия против кварковых сил.

В **протоне** размерами порядка $R \approx 8{,}8 \cdot 10^{-16}$ м **кварки** массами порядка (в среднем) $m \approx 5 \cdot 10^{-30}$ кг связаны сильным взаимодействием, которое можно по порядку оценить через потенциал вида $V = \alpha + \kappa \cdot R$ с характерным значением $\kappa \approx 1{,}4 \cdot 10^5$ Н:

$$F_Q \approx dV/dR \approx \kappa \approx 1{,}4 \cdot 10^5 \text{ Н}$$.

А квазиотталкивается кварк от центра протона с квазисилой:

$$F_q \approx m \cdot R \cdot 3{,}21 \cdot 10^{-36} \cdot a(t) \approx 1{,}4 \cdot 10^{-80} \cdot a(t) \text{ Н}.$$

Здесь условие $F_Q \le F_q$ выполнится при $a(t) \ge \sim 10^{85}$, что достигнется при $t \ge \sim 3460$ млрд. лет.

Каковы же выводы?

Разумеется, ко всем полученным цифрам нужно относиться лишь как к самым грубым качественным оценкам. Тем не менее они рисуют довольно последовательную картину будущего Вселенной (к счастью, необозримо далёкого):

– через небольшое число десятков млрд. лет начнут разрушаться крупномасштабные структуры галактик;

– через небольшое число сотен млрд. лет начнут разрушаться сами галактики; возможно, вскоре после этого во Вселенной проявится пятая сила (до сих пор каждая новая сила возникала, когда её частица-переносчик в ходе расширения Вселенной получала достаточный объём; так сказать, переставала быть стиснута соседями; и к указанному времени это состояние свободы приобретут фотоны и нейтрино);

– примерно тогда же начнут распадаться кометно-астероидные окраины звёздных систем, а ко времени порядка триллиона лет окончательно распадутся планетные системы большинства звёзд;

– ещё через несколько сот млрд. лет начнут распыляться на молекулы крупные газовые планеты;

– несколько сот млрд. лет спустя начнут разрушаться звёзды: сперва красные карлики, ещё через несколько сот млрд. лет белые карлики (впрочем, они уже настолько остынут, что будут фактически чёрными карликами), а ещё через несколько сот млрд. лет и последние, нейтронные звёзды; в промежутке между белыми карликами и нейтронными звёздами распылятся на молекулы и твёрдые планеты;

– ко времени порядка трёх триллионов лет начнёт разрушаться вещество: сперва молекулы и близко по времени к ним атомы, через несколько сот млрд. лет ядра, а ещё через несколько сот млрд. лет и нуклоны.

Насколько справедлива может быть эта картина?

Сразу укажем на две главные внутренние слабости данной модели. Во-первых, приближение Фридмана принципиально не подходит для масштабов даже скоплений галактик, не говоря о более мелких объектах, поскольку на этих масштабах метрику «Вселенной как однородной сжимаемой жидкости», для которой он нашёл решение, уже нельзя применять по очевидным причинам. (А мы механически продолжали её применять вплоть до кварковых масштабов!) Во-вторых, ниоткуда не следует правомерность базового неравенства $F_i \le F_q$, потому что сравнивать силу с некоей величиной, названной «квазисилой», это примерно из разряда складывания землекопов с лопатами.

Обе эти принципиальные слабости, тем не менее, могут не сильно повлиять на оценки с точностью до порядка (ведь те же числа землекопов и лопат всегда одного порядка!). Особенно если ошибка на один и даже несколько порядков делается в оценке значения $a(t)$: ведь при последующей оценке космологического времени фактор $a(t)$ оказывается под логарифмом, и его погрешности на порядки превращаются в погрешности времени всего лишь на проценты или десятки процентов, максимум в небольшие разы.

Более серьёзной слабостью представляется неучёт космологических горизонтов, но об этом нужно говорить отдельно и пространно. С подробностями и рисунками об этом рано или поздно можно будет прочесть на сайте **mir.k156.ru** в расширенном варианте данной публикации.

А пока – с Новым годом, братцы!

Бесплатно. Учредитель, редактор: Шиховцев Е.Б. Издатель: Е. Шиховцев. Вёрстка — Е.Шиховцев. 12+
Адрес редакции и издателя: 156000, г. Кострома, ул. Ивановская д. 33. Свид. о рег. СМИ от 05.12.96 г. № Т-0972 выдано Центральным региональным управлением Госкомпечати РФ (г. Тверь). Отпечатано на ризографе издателя. Тираж 500 экз.
Время подписания в печать: по графику — 31.12.2016, 18.00; фактически — 31.12.2016, 22.00.