

Вклад давления межгалактической среды на короны галактик в их взаимное отталкивание

The contribution of the intergalactic medium pressure on the crowns of galaxies in their mutual repulsion

Поройков С.Ю.

канд. физ-мат. наук Московского государственного Университета им. М.В. Ломоносова, член Российского философского общества Российской Академии наук
e-mail: sporoykov@mail.ru

Poroykov S.Yu.

Candidate of Physical and Mathematical Sciences of Lomonosov Moscow State University, Member of the Russian Philosophical Society, Russian Academy of Sciences
e-mail: sporoykov@mail.ru

Аннотация

Показано, что давление космических лучей наблюдаемой плотности энергии на короны галактик компенсирует гравитационное притяжение типичных галактик с учетом скрытой массы их корон. Соответствующее потоку космических лучей энерговыделение могут обеспечить сверхновые II типа при гравитационном коллапсе их ядер в нейтронные звезды. Оценен вклад давления микроволнового фонового излучения на короны галактик при его рассеянии на горячих электронах коронального газа. Показано, что данные факторы обеспечат расширение однородной замкнутой римановой Вселенной, за космологическим горизонтом которой присутствует вещество.

Ключевые слова: космические лучи, микроволновое фоновое излучение, сверхновые, короны галактик, скрытая масса, пространство Римана.

Abstract

It is shown that the pressure of cosmic rays of the observed energy density on the galactic crowns compensates the gravitational attraction of typical galaxies taking into account the hidden mass of their crowns. The energy-release corresponding to the flow of cosmic rays can be provided by type II supernovae at the gravitational collapse of their nuclei into neutron stars. The contribution of the microwave background radiation pressure on the galactic crowns at its scattering by hot electrons of the coronal gas is estimated. It is shown that these factors will ensure the expansion of a homogeneous closed Riemannian Universe, which has a substance beyond the cosmological horizon.

Keywords: cosmic rays, microwave background radiation, supernovae, galactic crowns, hidden mass, Riemann space.

Расчеты показывают, что взаимное отталкивание типичных галактик с учетом скрытой массы их корон возможно при энерговыделении *космических лучей* (КЛ) $\geq 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с, что соответствует наблюдаемой плотности их энергии ~ 1 эВ/см³. Подобное энерговыделение достижимо при энергии гравитационного коллапса ядер сверхновых II типа $\sim 10^{54}$ эрг.

Согласно оценкам, современное давление межгалактической среды на короны галактик обеспечит расширение однородной римановой Вселенной при вкладе КЛ $\sim 90\%$; *микроволнового фонового излучения* (МФИ) $\sim 10\%$. В эпоху молодых галактик с активными ядрами при красном смещении $1 \leq z \leq 4,4$ их вклад был сравним и мог обеспечить ускоренное разбегание галактик. Замедление процесса звездообразования и генерации сверхновых снизит давление КЛ. В условиях развития гравитационной неустойчивости по Джинсу расширение замкнутой

римановой Вселенной может смениться сжатием. Длительность цикла эволюции римановой Вселенной переменной однородности ~ 100 млрд лет.

1. Давление космических лучей на короны галактик

Межгалактическая среда оказывает давление на *короны галактик* (КГ), на что указывает структура излучающих облаков радиогалактик. Ярчайшими участками радио облаков на периферии радиогалактик $\leq 0,1$ Мпк являются их внешние края [6, с. 214], т.е. в пределах КГ масштаба $\sim 0,1$ Мпк [5, с. 81]. Данный эффект связывается с динамическим сжатием наружных частей радио облаков при взаимодействии с межгалактической средой [6, с. 214].

Кроме того, наблюдается отчетливая антикорреляция распределения квазаров и скоплений галактик [6, с. 545]. При этом квазары являются мощными источниками КЛ [4, с. 474], что может указывать на отталкивание квазарами окружающих галактик за счет давления КЛ на их короны. Фактором давления КЛ также объясним тот факт, что давление газа в коронах галактик на три порядка выше давления газа в их гало [2]. Так, концентрация газа в гало $n_g \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$; его температура $T_g \sim 10^5 \text{ К}$ [5, с. 85]; в КГ: $T_k \sim (5 - 10) \cdot 10^6 \text{ К}$; $n_k \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [5, с. 81]. Соотношение давлений газа в гало и КГ: $p_g/p_k = n_g T_g / n_k T_k \approx (0,6 - 3) \cdot 10^{-3}$.

Газ гало осел в галактическом диске в молодых галактиках [3, с. 388]. Период оседания газа корон при отсутствии сдерживающих факторов $\sim 1,5$ млрд лет (15) на порядок меньше возраста галактик ~ 10 млрд лет [3, с. 387]. Несмотря на значительный (три порядка) перепад давлений, газ из короны не перетекает в гало. В сжатие газа корон со стороны гало могут вносить вклад галактические КЛ; во внешнее сжатие корон – метагалактические КЛ [2].

КЛ с плотностью энергии $\epsilon_{кл}$ уравновесят давление газа $p = \epsilon_{кл}$:

$$\epsilon_{кл} = nkT, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана.

При $\epsilon_{кл} \sim 1 \text{ эВ/см}^3$ [4, с. 471] соотношение $p/p_k = \epsilon_{кл}/n_k k T_k \approx 0,2 - 1$.

В наиболее плотных КГ концентрация газа $\leq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ при температуре $\geq 5 \cdot 10^6 \text{ К}$ [5, с. 81], т.е. перепад давлений на их границах $p_k/p \leq 5$. Это может указывать на наличие *ударных волн*, удерживающих корональный газ при его динамическом сжатии [2]. Давление направленного потока частиц, в зависимости от типа их рассеяния, в $3 \leq p_d/p_{ст} \leq 6$ раз выше, чем движущихся хаотично. Напомним, что статическое давление идеального газа:

$$p_{ст} = n m_p v^2 / 3, \quad (2)$$

где m_p – масса протона; v – среднеквадратичная скорость частиц [7, с. 101].

Динамическое давление во фронте ударной волны:

$$p_d = k n m_p v^2, \quad (3)$$

где v – скорость потока частиц; k – коэффициент, характеризующий взаимодействие сред; при упругом рассеянии $k = 2$ [5, с. 12].

Так, например, во фронте ударной волны, формируемой *остатками вспышек сверхновых* (ОВС), образуется возвратная ударная волна [5, с. 477], чему соответствует $k = 2$. Часть газа оболочек сверхновых оттекает от галактики, формируя галактический ветер [5, с. 86]. Галактический ветер включает поток КЛ от сверхновых (§ 4). Поток КЛ, т.е. заряженных частиц, преимущественно протонов [4, с. 472], сталкиваясь с ионизованной средой, образует бесстолкновительную ударную волну. Подобные ударные волны, как считается, возникают при столкновении солнечного ветра с межзвездным газом на границе гелиосферы [5, с. 90]. Тем самым, *динамическое давление метагалактических КЛ может компенсировать давление газа в коронах галактик, способствуя их взаимному отталкиванию.*

Рассеянию КЛ на КГ и удержанию ионизованного газа также могут способствовать *магнитные поля*. Магнитное поле в короне, в том числе, может формировать турбулентный слой в области ударных волн, возникающих при столкновении коронального газа с потоками КЛ. Так, во фронте ударной волны ОВС образуются турбулентности, связанные с магнитными полями [5, с. 477]. Магнитные поля наблюдаются в протяженных радио-структурах радиогалактик масштаба их корон, образуемых при взаимодействии джетов, выбрасываемых актив-

ными ядрами галактик с корональным газом [6, с. 213–214]. Магнитное поле радиоконнет радиогалактик может формировать ударные волны, отделяющие плазму джетов от нагребенного ими в коронах вещества, как это происходит во фронте ударной волны ОВС.

Давление сильно ионизованной корональной плазмы, содержащей ионы и электроны $p = 2nkT$, уравнивает магнитное поле плотностью $\omega_m = B^2/2\mu_0$ [5, с. 587]. Из равенства $\omega_m = p$ следует соотношение Беннетта:

$$B = (4\mu_0 nkT)^{1/2} \quad (4),$$

где μ_0 – магнитная постоянная.

Ионизованный газ в КГ удержит магнитное поле $B \approx 0,6 - 2$ мкГс. КЛ (протоны) с учетом соотношения (1) удержит магнитное поле $B = (2\mu_0 \epsilon_{\text{кЛ}})^{1/2} \approx 0,4$ мкГс. Крупномасштабное магнитное поле галактик $2 - 3$ мкГс [4, с. 682] сравнимо по величине. В коронах радиогалактик магнитное поле достигает $1 - 100$ мкГс [6, с. 213–214].

2. Взаимное отталкивание галактик под давлением космических лучей

Газ в КГ может вносить заметный вклад в их скрытую массу [2], т.е. смещение коронального газа под давлением межгалактической среды из-за гравитации вызовет смещение галактик. Так, в галактики входит 20–30% барионной компоненты; остальные 80–70% составляет межгалактический газ [5, с. 81], т.е. масса коронального газа может в 4 раза превышать видимую массу галактик, достигая 40% скрытой массы корон. Масса газа в КГ:

$$M_g = 4\pi n p R_k^3/3 \quad (5),$$

где R_k – радиус корон галактик.

При $R_k \sim 0,1$ Мпк; $n \sim 10^{-3}$ см⁻³ [5, с. 81] масса коронального газа $M_g \approx 2 \cdot 10^{41}$ кг, т.е. $10^{11} M_\odot$, что на порядок выше массы средних галактик $\sim 10^{10} M_\odot$, т.е. сравнимо со скрытой массой их корон. В наиболее плотных КГ $n_k \sim 10^{-2}$ см⁻³ [5, с. 81]; масса газа $M_g \approx 10^{12} M_\odot$, что на порядок выше массы галактик, содержащих 10^{11} звезд, включая нашу галактику [3, с. 386]. Известны мощные радиогалактики – эллиптические галактики с протяженными коронами [6, с. 213], у которых расстояние между радиоконнетантами джетов, сжимаемыми давлением коронального газа плотностью 10^{-3} см⁻³ – 10^{-4} см⁻³, достигает 2–5 Мпк [6, с. 214]. При радиусе их корон $1 - 2,5$ Мпк масса газа в них $M_g \approx 10^{13} - 10^{14} M_\odot$, что на порядок выше массы гигантских эллиптических галактик $10^{12} - 10^{13} M_\odot$ [3, с. 389].

Оценим плотность КЛ, испускаемых галактиками, при которой сила давления релятивистских протонов на их короны превысит гравитационное притяжение галактик. Если массы галактик сильно различаются $m \ll M$, как и их светимости $L_1/L_2 \sim m/M$, следует учитывать энерговыделение КЛ более массивного объекта и радиус захвата КЛ меньшего объекта. Энергия КЛ в области максимума энергетического спектра $E_{\text{кЛ}} \sim 1$ ГэВ [4, с. 472] сравнима с энергией покоя протона $m_p c^2 \approx 0,94$ ГэВ; их скорость сравнима со скоростью света $v \sim c$. В данном случае оценка критической мощности излучения КЛ галактикой подобна известному расчету критической (эддингтоновской) светимости звезд и квазаров.

Вместо частиц газа, окружающих излучающий свет квазар, рассмотрим излучающую КЛ массивную галактику массой M с учетом массы ее короны, окруженную галактиками средней массы m . Сила гравитационного притяжения N типичных галактик, находящихся на удалении r от крупной галактики $F_g = GMNm/r^2$. Средние галактики будут удаляться от массивной галактики, если сила гравитации меньше силы давления излучаемого потока КЛ: $F_{\text{кЛ}} \geq F_g$. В пределах длины свободного пробега КЛ их поток интенсивностью L рассеется коронами окружающих галактик сечением σ . При суммарной площади сечений $N\sigma$: $F_{\text{кЛ}} = \kappa L(N\sigma)/4\pi r^2$. Условие $F_{\text{кЛ}} = F_g$ сводится к соотношению $\kappa L\sigma/4\pi c = GM^2$. С учетом $\sigma_k = \pi R_k^2$ критическая интенсивность потока КЛ, излучаемого массивной галактикой:

$$L_c = 4cGMm/\kappa R_k^2 \quad (6),$$

где G – гравитационная постоянная.

Критическая мощность энерговыделения КЛ не зависит от расстояния между объектами. Так, благодаря одинаковой зависимости силы гравитации и давления света от расстояния $\sim 1/r^2$ критическая светимость не зависит от удаленности объектов [4, с. 522].

Если массы галактик сопоставимы $M \sim m$, как и размеры их корон, то следует учесть вклад КЛ от окружающих галактик LN , рассеиваемых короной рассматриваемой галактики $F_{кл}' = \kappa(LN)\sigma/4\pi r^2$. Для сопоставимых галактик $F_{кл}' = F_{кл}$, т.е. суммарная сила давления $F_{кл} + F_{кл}' = 2F_{кл}$. В данном случае $\kappa L\sigma/2\pi c = GM^2$ и соотношение (6) сводится к виду:

$$Lc' = 2cGM^2/\kappa R_k^2 \quad (7).$$

Масса типичных галактик $\sim 10^{10} M_\odot$; масса их корон выше на порядок: $M \sim 10^{11} M_\odot$. При $R_k \sim 0,1$ Мпк [5, с. 81]; $\kappa \sim 1$ критическое энерговыделение в виде КЛ типичной галактики $Lc' \approx 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с. При $\kappa \sim 2$: $Lc' \approx 10^{45}$ эрг/с.

Светимость типичных галактик в оптическом диапазоне $L_v \sim 4 \cdot 10^{43}$ эрг/с [3, с. 390], содержащих $N \sim 10^{10}$ звезд со светимостью Солнца $L_\odot \sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, т.е. $L_v/Lc' \approx 4\%$ критического энерговыделения при $\kappa \sim 2$. При этом плотность энергии КЛ $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [4, с. 471] на два порядка выше, чем фонового видимого излучения $\epsilon_v \sim 3 \cdot 10^{-3}$ эВ/см³ [1, с. 1228]. Расчеты показывают, что энерговыделение галактик, соответствующее наблюдаемой плотности энергии КЛ, способны обеспечить взрывы сверхновых II типа при гравитационном коллапсе их ядер в нейтронные звезды (§ 4).

3. Динамика разбегания галактик

Закон Хаббла указывает на постоянство скорости разбегания галактик (§ 9). В условиях их взаимного гравитационного притяжения это говорит о наличии сил, компенсирующих тормозящий фактор гравитации. К таким факторам может относиться давление межгалактической среды на КГ.

Средняя *скорость* галактик относительно центра масс на удалении $D/2 \approx 1$ Мпк от него: $v = HD/2 \approx 75 \pm 25$ км/с при постоянной Хаббла $H \sim 75 \pm 25$ км/с·Мпк [4, с. 488] и среднем расстоянии между галактиками $D = 1/\Omega^{1/3} \approx 2$ Мпк при их концентрации $\Omega \sim 0,1$ Мпк⁻³ [4, с. 530].

Возраст галактик сравним с возрастом Вселенной $T \sim 10$ млрд лет [3, с. 387], т.е. среднее *ускорение* галактик: $a = v/T \approx 3 \cdot 10^{-13}$ м/с² на два порядка выше современного ускорения свободного падения на короны типичных галактик $a_g = GM/D^2 \approx 3 \cdot 10^{-15}$ м/с². Сила давления КЛ на КГ, как и их гравитация, падает с расстоянием по закону $\sim 1/r^2$, т.е. галактики могли эффективно ускоряться при расстоянии между ними $D' \sim D(a_g/a)^{1/2} \sim 0,1 \cdot D \approx 0,2$ Мпк, сравнимом с диаметром их корон $D' \sim 2R_k$ при $R_k \sim 0,1$ Мпк. Соответственно, наблюдаемая скорость разбегания галактик могла быть приобретена ими в период разделения их корон. Данный период мог соответствовать красному смещению $1 \leq z \leq 4,4$ (§ 7).

По уточненным данным наблюдений за сверхновыми «свечами», Ia Вселенная могла ускоренно расширяться при $z \geq 1$ [9], пока среднее расстояние между галактиками не достигло $D' = D/(z + 1) \approx 0,5D$. Скорость, приобретенная к тому моменту галактиками: $v = at$ при $t = (2D'/a)^{1/2}$; $a = \delta a_g$, где $\delta = a'/a_g$ – превышение ускорения разбегания галактик над ускорением свободного падения на их короны. С учетом формулы $a_g = GM/D^2$ на основе скорости разбегания соседних галактик v может быть оценен параметр δ :

$$\delta = D'v^2/2GM \quad (8).$$

Согласно приведенным выше оценкам $D' \sim 0,5D \approx 1$ Мпк; $v \sim 75 \pm 25$ км/с, при массе корон типичных галактик $M \sim 10^{11} M_\odot$ параметр $\delta \approx 6$ при разбросе $3 \leq \delta \leq 10$ в пределах погрешности измерений постоянной Хаббла.

Тем самым, после разделения корон молодых галактик, вплоть до $z \geq 1$ их разбегание могло происходить со средним ускорением $a \sim \delta a_g$ при $3 \leq \delta \leq 10$, что согласуется с оценкой $5 \leq \delta < 10$ для взаимного отталкивания гигантских молодых галактик массой от 10^{12} до $10^{13} M_\odot$ (§ 5).

В эпоху молодых галактик, когда доля галактик с активными ядрами была выше современной, помимо возросшего вклада давления КЛ на КГ $\delta_{кл}$ мог усилиться вклад рассеяния горячим корональным газом микроволнового фонового излучения (МФИ) $\delta\nu$. При $1 \leq z \leq 4,4$ средний вклад МФИ $\delta\nu \sim 3,5$ мог быть сравним с вкладом КЛ $\delta_{кл} \leq 2,5$ (§ 7). Современное значение $\delta \sim 2$ (§ 4) позволяет компенсировать гравитацию галактик массой не выше $10^{11} M_{\odot}$ (§ 5).

4. Интенсивность генерации космических лучей сверхновыми

Основным источником КЛ являются *сверхновые* и остатки их вспышек, т.к. их распределение по небу подобно распределению источников излучения синхротронной природы, включая γ -излучение [4, с. 474]. Частота взрывов сверхновых в галактике $\nu_{св}$ при их энерговыделении W обеспечит интенсивность излучения КЛ:

$$L_{\Gamma} = W\nu_{св}. \quad (9)$$

Энергия гравитационного коллапса ядра сверхновой $W \sim 10^{54}$ эрг [7, с. 657]. При $\nu_{св} \sim 0,05 \text{ год}^{-1}$ [1, с. 1212] интенсивность энерговыделения КЛ типичной галактикой $L_{\Gamma} \approx 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с, что соответствует $L_{с'} \sim 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с при $\kappa = 1$ (7). Тем самым, мощности излучения, выделяемого при гравитационном коллапсе ядер сверхновых, достаточно для компенсации гравитационного притяжения типичных галактик за счет давления на их короны.

Оценим энергию взрыва сверхновых II типа, порождающих *нейтронные звезды* (НЗ). Гравитационный дефект на единицу массы НЗ: $0,3 c^2$ [3, с. 407]; масса НЗ: $M \sim 1,5 M_{\odot}$ [4, с. 69]; энергия *гравитационного коллапса* ядра сверхновой в НЗ: $W \sim 0,3 Mc^2 \approx 9 \cdot 10^{53}$ эрг. Нейтрино уносят $\sim 3 \cdot 10^{53}$ эрг [6, с. 434], т.е. треть энергии. Магнитное поле пульсара, обусловленное *энергией вращения* НЗ, удержит лишь часть ускоренных взрывом частиц сравнимой с ним энергии. Так, кинетическая энергия оболочки, сброшенной сверхновой II типа: $W_{св} \sim 10^{51}$ эрг сравнима с энергией вращения порождаемой НЗ: $W_{вр} \sim 10^{51}$ эрг при соотношении $W_{к}/W \sim 10^{-3}$. У сверхновых I типа, не рождающих НЗ, энергия оболочек на порядок меньше $\sim 10^{50}$ эрг. В связи с трудностью регистрации КЛ от сверхновых их светимость оценивается по *кинетической энергии* газовых оболочек, в т.ч. сверхновых II типа $W_{св} \sim 10^{51}$ эрг [6, с. 433], что в 10^3 раз ниже энергии гравитационного коллапса. На этой основе, с учетом частоты вспышек сверхновых в типичной галактике, обычно оценивается их средняя светимость $L_{св} \sim (1 - 3) \cdot 10^{41}$ эрг/с [4, с. 474].

Сходное с $W_{к}/W$ соотношение $\epsilon'/\epsilon \sim 10^{-3}$ наблюдается в энергетическом спектре КЛ для частиц высокой $E \geq 1$ ГэВ: $\epsilon \sim 1$ эВ/см³ и низкой энергии $E' \sim 1$ МэВ [4, с. 472] при $\epsilon' = E'\rho/\nu \approx 10^{-3}$ эВ/см³, соответствующей скорости оболочек сверхновых $\nu \sim 2 \cdot 10^7$ м/с [6, с. 433]. Так, $E' = m\nu^2/2 \approx 1$ МэВ; поток КЛ $\rho \sim 1$ см⁻²·с⁻¹ [4, с. 471]. Дифференциальный энергетический спектр КЛ содержит экстремумы в области энергии ~ 1 МэВ и ~ 1 ГэВ [4, с. 472], характерные для термоядерных реакций и гравитационного коллапса звезд соответственно. Оба данных процесса реализуемы при взрыве сверхновой; при этом запас термоядерной энергии не выше 0,1 – 1% энергии, связанной с массой покоя звезды [7, с. 657], т.е. *основным источником энергии КЛ может являться гравитационный коллапс при образовании сверхновых*.

Интенсивность энерговыделения галактик также может быть оценена на основе наблюдаемой плотности энергии КЛ. Анизотропия 0,1% КЛ с энергией $10^{11} - 10^{15}$ эВ указывает на то, что часть галактических КЛ вытекает из галактики вдоль направления магнитного галактического поля [4, с. 473]. При этом внутрь галактики могут проникать КЛ от других галактик при их ультрарелятивистской энергии $\geq 10^{17}$ эВ, на что указывает рост анизотропии КЛ до ~ 10 %, связанный с их дрейфом поперек силовых линий магнитного поля галактики [4, с. 474]. Тем самым, галактические КЛ могут заполнять межгалактическую среду. В силу резкого падения потока КЛ с ростом их энергии [4, с. 472] обратный процесс малоэффективен.

Исходя из принципа равновесия, давление газа в КГ может уравновешивать давление окружающей среды (§ 1). Соответственно, плотность энергии $\epsilon_{кл}$ галактических и метagalactic

тических КЛ также может быть сравнима. Если время жизни метагалактических КЛ достигает возраста галактик T_{Γ} , при их равномерном распределении по всему пространству Вселенной, интенсивность излучения КЛ типичной галактикой:

$$L_{\Gamma} = \epsilon_{\text{кл}}/\Omega_{\Gamma}T_{\Gamma} \quad (10),$$

где Ω_{Γ} – средняя концентрация галактик.

$\Omega_{\Gamma} \sim 0,1 \text{ Мпк}^{-3}$ [4, с. 530]; $T_{\Gamma} \sim 10^{10}$ лет [3, с. 387]; $\epsilon_{\text{кл}} \sim 1 \text{ эВ/см}^3$ [4, с. 472] интенсивность энерговыделения КЛ типичной галактикой $L_{\Gamma} \approx 2 \cdot 10^{45}$ эрг/с, что согласуется с оценками (7) и (9).

Время пробега метагалактических КЛ до рассеяния КГ:

$$\tau \sim 1/\pi c R_{\kappa}^2 \Omega_{\Gamma} \quad (11).$$

При $R_{\kappa} \sim 0,1 \text{ Мпк}$ [5, с. 81] пробег метагалактических КЛ $l_{\text{кл}} \sim 1/\pi R_{\kappa}^2 \Omega_{\Gamma} \approx 300 \text{ Мпк}$. Время пробега КЛ $\tau = l_{\text{кл}}/c \approx 10^9$ лет, что на порядок меньше возраста галактик. По-видимому, метагалактические КЛ могут испытывать многократные рассеяния на КГ. Напомним, что внутрь галактики проникает лишь незначительная часть КЛ от других галактик высокой энергии $\geq 10^{17}$ эВ [4, с. 474]. При этом рассеяние КЛ на КГ посредством бесстолкновительных ударных волн и магнитных полей (§ 1) не может оказать заметное влияние на время их жизни.

Время жизни галактических КЛ $\tau_{\Gamma} \sim 3 \cdot 10^7$ лет [7, с. 313] в $\tau/\tau_{\Gamma} \approx 30$ раз меньше, чем среднее время пробега метагалактических КЛ до рассеяния КГ. Данная разница может быть обусловлена рассеянием галактических КЛ достаточно плотной межзвездной средой галактик, тогда как разреженная межгалактическая среда слабо рассеивает КЛ.

Напомним, что оценка (10) справедлива при условии, что время жизни метагалактических КЛ сравнимо с возрастом галактик. Вместе с тем, при значительном пробеге КЛ из-за красного смещения их энергия снижается. При постоянной Хаббла $H \sim 75 \text{ км/с/Мпк}$ [4, с. 488] в случае пробега метагалактических КЛ до их рассеяния коронами $l_{\text{кл}} \sim 300 \text{ Мпк}$ красное смещение $z = H l_{\text{кл}}/c \approx 0,07$. Квазары, т.е. активные ядра галактик, наблюдаются при большем красном смещении $0,1 \leq z \leq 4$ [4, с. 250]. Энергия КЛ, испущенных в эпоху молодых галактик, могла пропорционально падать. Вместе с тем, в молодых галактиках интенсивность генерации сверхновых могла быть в несколько раз выше современной, как и поток излучаемых ими КЛ (§ 7), что могло компенсировать указанное снижение.

5. Слияние крупных галактик

Во Вселенной происходит слияние части S-галактик с образованием эллиптических E-галактик [3, с. 342]. Доля E-галактик достигает 25% [1, с. 1223]. Известный пример предстоящего слияния S-галактик – сближение нашей галактики Млечный путь массой $M \sim 2,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ с галактикой Андромеды сравнимой массой $M_A = 3,6 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ [1, с. 1224]. При этом наша галактика и средние галактики Большое Магелланово Облако массой $m_M \sim 1,4 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ и Кассиопея массой $m_{\kappa} \sim 1,5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ [1, с. 1224] не сближаются. Массы данных галактик удовлетворяют условию $m \ll M$.

В силу зависимости $L_c \sim 4Mm$ (6) крупные галактики, вне зависимости от их массы M , оттолкнут средние массой $m \ll M$, если светимость средних галактик вдвое выше критической $L_c' \sim 2m^2$ (7). Так, критическая светимость галактик в этих конфигурациях отличается в $L_c/L_c' = 2M/m$ раз. Светимость и масса галактик пропорциональны $L \sim M$ [3, с. 389]. Из чего, при отсутствии прочих факторов взаимного отталкивания галактик, следует оценка: $L/L_c' \geq 2$ при $\delta \geq 2$. Согласно оценкам (7); (9); (10) светимость типичных галактик $L \sim 2L_c$ при $\kappa \sim 2$ в случае упругого рассеяния КЛ на КГ. С учетом вклада рассеяния МФИ на КГ $\chi^v = \epsilon_v/\epsilon_{\text{кл}}\delta \approx 0,1$ (§ 9) коэффициент превышения давления данных двух компонент межгалактической среды на КГ над их гравитационным притяжением $\delta \sim 2,2$.

В общем случае $L_c' \sim M^2/R_{\kappa}^2$ (7). Масса КГ возрастает с их радиусом по закону $M \sim R_{\kappa}^3$; их сечения $\sigma \sim R_{\kappa}^2$ т.е. $L_c' \sim M_{\kappa}^{4/3}$. Светимость галактик пропорциональна их массе $L \sim M$, т.е. их энерговыделение растет медленнее, чем критическая светимость: $L_c/L \sim M_{\kappa}^{1/3}$. Боль-

ший рост объема КГ с увеличением их радиуса, чем сечений накладывает ограничение на массу галактик (их корон), при которой они смогут взаимно отталкиваться.

Массы спиральных галактик находятся в диапазоне $10^7 - 10^{12} M_{\odot}$, т.е. отличаются на 5 порядков; размер их видимых частей меняется от 1 кпк для карликовых галактик до 50 кпк для гигантских [3, с. 389], т.е. различается менее чем на два порядка, из чего следует зависимость: $M_{\Gamma} \sim R_{\Gamma}^3$. При сравнимой плотности КГ их масса может меняться сходным образом: $M \sim R_{\kappa}^3$. Из взаимного притяжения крупных галактик массы M при массе типичных галактик $m \sim 10^{10} M_{\odot}$ следует оценка:

$$\delta \sim (M/m)^{1/3} \quad (12).$$

Взаимное отталкивание галактик массой до $M \sim 10^{11} M_{\odot}$ возможно при $\delta \leq \sqrt[3]{10} \approx 2,2$. Галактики Млечный путь при массе ее короны $M' = 1,1 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ [1, с. 1215] и Андромеды сравнимой массой $M_A = 3,6 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ [1, с. 1224] сближаются. Если массы галактик и их корон пропорциональны, масса короны Андромеды $M_A' = M' M_A / M \approx 1,6 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Средняя масса корон галактик $(M_A' + M')/2 \approx 1,3 \cdot 10^{12} M_{\odot}$. Из сближения данных галактик следует оценка $\delta < 2,4$ согласующаяся с предыдущими: $\delta \geq 2$, а также $\delta \sim 2,2$.

Из взаимного отталкивания молодых гигантских S-галактик массой $\sim 10^{12} M_{\odot}$ следует оценка параметра $\delta \geq (M/m)^{1/3} \approx 5$. Часть таких S-галактик слилась, сформировав гигантские E-галактики массой $\leq 10^{13} M_{\odot}$ [3, с. 389], из чего следует ограничение $\delta < 10$. В эпоху разделения корон молодых галактик вплоть до $z \geq 1$ давление межгалактической среды на КГ могло превышать критическое в $3 \leq \delta \leq 10$ раз (§ 3), что согласуется с рассмотренным диапазоном для молодых гигантских галактик.

6. Формирование скоплений галактик

Скопления масштаба $D \sim 1,5 - 3$ Мпк включают от нескольких сотен до нескольких десятков тысяч галактик. Как богатые, так и бедные скопления содержат массивные галактики, масса которых сравнима с массой всего скопления как целого. При этом скопления возникли при $z \leq 1$ за счет объединения уже сформировавшихся галактик [6, с. 545].

При $z \leq 1$ сближение массивных галактик могло вызвать падение давления КЛ на КГ (§ 5), т.е. данный фактор мог способствовать формированию скоплений. Если галактики распределены в пространстве *однородно*, то важно гравитационное притяжение соседних галактик, т.к. при однородном распределении вещества гравитация от прочих окружающих объектов взаимно компенсируется. В масштабах, сравнимых с размером скоплений (сверхскоплений), вещество распределено *не однородно*, т.е. при расчете критической светимости надо учитывать массу скопления как целого.

Формулы для расчета критической светимости галактик (6) и (7) применимы в пределах *длины свободного пробега КЛ*. Напомним, что пробег метагалактических КЛ $l_{\text{кл}} \sim 1/\pi R_{\kappa}^2 \Omega_{\Gamma} \approx 300$ Мпк (§ 4). Вселенная однородна при сравнимых расстояниях порядка нескольких сотен Мпк, превышающих масштаб сверхскоплений ≤ 100 Мпк [4, с. 530]. При зависимости $l_{\text{кл}} \sim 1/\Omega_{\Gamma}$ в скоплениях длина пробега КЛ может быть меньше их размера, из чего следует возможность преобразования плотных групп галактик в скопления.

Оценим *число галактик, которые могут образовать скопление*. При диаметре скопления D в пределах сферы площадью $S = \pi D^2$ все излученные массивными галактиками КЛ при $\kappa \sim \delta \sim 2$ рассеют короны окружающих типичных N галактик сечением $\sigma = \pi R_{\kappa}^2$ при $N\sigma \geq S$, из чего следует оценка:

$$N \geq D^2/R_{\kappa}^2 \quad (13).$$

При $R_{\kappa} \sim 0,1$ Мпк [5, с. 81]; минимальном размере скоплений $D \sim 1,5$ Мпк [6, с. 545] средние галактики образуют скопление вокруг массивных, если их число $N \geq 200$. Данная оценка соответствует числу галактик $N \sim 200$ в ближайшем бедном скоплении в созвездии Девы класса 0 [6, с. 545].

Скопления могут разрастаться. В богатых скоплениях концентрация галактик $\Omega_g \sim 10^3$ Мпк⁻³ [4, с. 530]. Расстояние между ними $D = 1/\Omega^{1/3} \approx 0,1$ Мпк сравнимо с радиусом корон $R_k \sim 0,1$ Мпк, т.е. в богатых скоплениях фактор рассеяния КЛ на КГ нивелируется.

7. Факторы ускоренного разбегания молодых галактик

Молодые галактики могли ускоренно разбегаться после разделения их корон (§ 3). Короны галактик могут формироваться под давлением ударных волн от метагалактических КЛ [2] (§ 1). Ударные волны, а также УФ, мягкие рентгеновские и субкосмические лучи нагревают межзвездный газ [5, с. 86], равно как и корональный, что способствует рассеянию им МФИ. Данные факторы могли активироваться в эпоху молодых галактик с *активными ядрами* (АЯ), включая квазары, наблюдающиеся при красном смещении $0,1 \leq z \leq 4,4$ [4, с. 250], а также радио- и сейфертовские галактики. Так, с удалением в прошлое концентрация и светимость квазаров возрастают [4, с. 251]. Радиогалактики в среднем в 6 раз, а квазары в 80 раз ярче нормальных галактик; при этом их АЯ генерируют нетепловое излучение от радио- до рентгеновского диапазона [3, с. 390], характерное для ОВС [5, с. 477]. Это может указывать на повышенную интенсивность взрывов сверхновых, генерирующих КЛ, т.е. *молодые галактики могли ускоренно разбегаться за счет давления КЛ на их короны*.

При максимальном красном смещении квазаров $z_{\max} \sim 4,4$ [4, с. 250] среднее расстояние между галактиками $D' = D/(z_{\max} + 1) \approx 0,2D$. При $D \sim 20R_k$ (§ 3) расстояние $D' \sim 4R_k$, что сравнимо с удвоенным диаметром их корон, т.е. соответствует периоду их разделения. На подобном расстоянии объем межгалактической среды в расчете на одну галактику $(D'/2)^3 \cdot V_k$ достигает объема их корон $V_k = 4\pi R_k^3/3$, чему соответствует соотношение:

$$D' = 2R_k(8\pi/3)^{1/3} \approx 4R_k \quad (14).$$

При $D' > 4R_k$ энергия излучения в межгалактической среде, в том числе КЛ и МФИ становится выше, чем в пределах корон галактик. При этом давление фотонов МФИ, рассеиваемых коронами молодых галактик, могло вносить заметный вклад в их взаимное отталкивание. Так, наблюдаемый эффект Зельдовича – Сюняева указывает на обратное комптоновское рассеяние фотонов МФИ на горячих электронах коронального газа [6, с. 545].

Современная плотность энергии МФИ: $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³ [7, с. 635] в несколько раз меньше, чем КЛ: $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [4, с. 471]. С ростом расстояния D плотность энергии МФИ падает по закону $\epsilon_v \sim 1/D^4$; сила гравитации $F_{гр} \sim 1/D^2$ при $\epsilon_v/F_{гр} \sim 1/D^2$. Плотность энергии КЛ уравновешивает гравитацию галактик, т.е. близка к критической: $\epsilon_{кл} \sim \epsilon_0$ (§ 4). Плотность МФИ могла достичь критической при $\delta v' \sim 1$ на расстоянии между галактиками $D' = D(\epsilon_v/\epsilon_0)^{1/2} \approx 0,5D$, чему соответствует красное смещение $z = D/D' - 1 \approx 1$. При $D' \sim 0,2D$, что соответствует периоду появления квазаров и разделения корон галактик, плотность энергии МФИ $\epsilon_v' \sim \epsilon_v(D/D')^4 \approx 150$ эВ/см³; ее превышение над критической $\delta v'' \sim \epsilon_v D'^2/\epsilon_0 D^2 \approx 6$.

При $1 \leq z \leq 4,4$ плотность энергии МФИ превышала критическую величину в среднем в $\delta v = (\delta v' + \delta v'')/2 \approx 3,5$ раза. С учетом средней оценки $\delta \sim 6$ при $z \geq 1$ (§ 3) для КЛ параметр $\delta_{кл} \leq \delta - \delta v \leq 2,5$, но выше современного значения $\delta_{кл} \sim 2$ (§ 3). Вклад рассмотренных факторов в разбегание молодых галактик: МФИ $\chi_v = \delta v/\delta \approx 0,6$; КЛ $\chi_{кл} = \delta_{кл}/\delta \approx 0,3 - 0,4$. Возможный вклад других факторов $\chi_x = 1 - (\chi_{кл} + \chi_v) < 0,1$. При значительной погрешности расчета параметра δ (§ 3) данные оценки носят скорее качественный характер, однако они указывают на возможное преобладание вклада МФИ во взаимное отталкивание молодых галактик после разделения их корон.

8. Вероятность предстоящего сжатия Вселенной

По мере исчерпания газа в галактиках процесс звездообразования в них замедляется, как и взрывы сверхновых. Со временем мощность излучения КЛ галактиками снизится ниже критической величины, когда сила гравитации станет преобладать над силой давления КЛ на

КГ, т.е. галактики могут начать сближаться и сливаться. Данный процесс иллюстрирует слияние S-галактик с образованием E-галактик, доля которых достигает 25% (§ 5). Соответственно, *расширение* Вселенной может замедлиться и даже смениться *сжатием*. Оценим длительность указанных периодов.

Газ, охлаждаясь за счет излучения, конденсируется в молекулярные облака [5, с. 86], коллапсирующие в звезды [3, с. 531]. В эллиптических галактиках в связи с исчерпанием газа процесс звездообразования практически прекратился. В дисках спиральных галактик звездообразование продолжается; ежегодно в галактике образуется несколько звезд массой M_{\odot} [4, с. 68] суммарной массой $\Sigma M \sim 3 M_{\odot}$. Масса газа в спиральных галактиках $\delta \sim 3\text{--}10\%$ массы галактик [3, с. 389]. При данном темпе звездообразования период конденсации газа в звезды в достаточно распространенных S-галактиках массой $M_{\Gamma} \sim 10^{11} M_{\odot}$ составит $t \sim \delta M_{\Gamma} / \Sigma M \approx 1\text{--}3$ млрд лет.

Прошло три этапа звездообразования [4, с. 68]. Согласно наблюдениям за далекими сверхновыми длительность предыдущего периода $t \sim 5\text{--}6$ млрд лет [2]. При этом наблюдался перерыв в звездообразовании $5\text{--}7$ млрд лет при его перемещении из гало в диски галактик [3, с. 388]. Текущий этап звездообразования начался около 3 млрд лет назад; его длительность может достигать 6 млрд лет [2]; [9], т.е. примерно через 3 млрд лет вспышки сверхновых могут прекратиться, как и генерация ими КЛ. Возраст Вселенной $11\text{--}18$ млрд лет [4, с. 481] к тому времени возрастет до $14\text{--}21$ млрд лет.

Падение давления галактических КЛ на корональный газ, при отсутствии других факторов его удержания в короне, приведет к оседанию газа в гало и диски галактик (§ 1). Время гравитационного коллапса газа в сферически симметричном облаке, чья форма соответствует КГ:

$$t = \pi/2 \cdot (R^3/2\alpha GM)^{1/2} \quad (15),$$

где $0 < \alpha < 1$ – коэффициент, учитывающий компенсацию сил гравитации силами давления газа [3, с. 529].

Масса корон средних галактик $M_{\kappa} \sim 10^{11} M_{\odot}$; их радиус $R_{\kappa} \sim 0,1$ Мпк. При $0,5 < \alpha < 1$ период оседания газа $t_1 \approx (1,5\text{--}2) \cdot 10^9$ лет.

Период коллапса газовых облаков в звезды $\sim 10^5$ лет [3, с. 531] на 4 порядка меньше. При этом оседание коронального газа в области гало не приведет к взрывам сверхновых. Так, население звезд II гало в основном составляют звезды массой $\leq 0,85 M_{\odot}$ [3, с. 387]. Тем самым, излучение КЛ галактиками, как фактор расширения Вселенной, может носить временный характер. Через $t \sim 1\text{--}3$ млрд лет он может прекратить свое действие при радиусе Вселенной $R_{\text{в}}' = R_{\text{в}}(T_{\text{в}} + t)/T_{\text{в}} \approx (1,1\text{--}1,2) \cdot R_{\text{в}}$.

Плотность энергии МФИ падает с ростом радиуса Вселенной быстрее, чем сила гравитации: $\epsilon_{\text{в}}/F_{\text{гр}} \sim 1/R^2$ (§ 7); вклад МФИ в расширение Вселенной при $R_{\text{в}}' \sim 1,2 \cdot R_{\text{в}}$ снизится в $(R_{\text{в}}'/R_{\text{в}})^2 \approx 1,4$ раза. Вклад других компонент межгалактической среды, создающих в ней давление (§ 9), также может снизиться, так что в сумме оно не компенсирует гравитацию вещества.

Последующее расширение *однородной* Вселенной (§ 9) может идти по инерции. Наблюдаемая скорость разбегания соседних галактик относительно центра масс $v \sim 75 \pm 25$ км/с (§ 3) сравнима с первой космической скоростью для типичных галактик с учетом массы корон $v_1 = (GM/D')^{1/2} \approx 70$ км/с при их плотной упаковке в виде равномерно расширяющейся кубической решетки. В данной модели при среднем расстоянии между галактиками D центр масс ячеек на удалении $D' = D/\sqrt{2}$ окружают 8 галактик массой $M = 8M_{\kappa}$. При однородном распределении вещества во Вселенной гравитация прочих галактик, окружающих рассмотренную ячейку, взаимно компенсируется. В данной модели *галактики могут перейти от разбегания к вращению вокруг центров масс, как в скоплениях, т.е. расширение Вселенной прекратится*.

Падение давления межгалактической среды ниже критического может способствовать развитию гравитационной неустойчивости Вселенной, что нарушит ее однородность и кардинально изменит условие равновесия между давлением среды и гравитацией вещества (§ 9), т.е. Вселенная будет сжиматься. Крупномасштабная структура Вселенной формировалась из-

за развития гравитационной неустойчивости, описываемой критерием Джинса [3, с. 522–523]. Вселенная представима в виде системы: межгалактическая среда – короны галактик, к которой формально также применим критерий Джинса. Масса вещества, охватываемого гравитационной неустойчивостью:

$$M_J \sim v^3(\pi/G)^{3/2} \cdot \rho^{-1/2} \quad (16),$$

где v – изотермическая скорость звука в газе; ρ – плотность газа [4, с. 67].

Скорость распространения КЛ и фотонов ограничена скоростью света $v \leq c$. В межгалактическом магнитном поле КЛ движутся по спирали, т.е. оно является замедляющей средой [7, с. 194] с коэффициентом замедления $k_z \sim \pi m_p / m^* = \pi m_p c / \varepsilon \approx 0,1$ при массе движущихся КЛ $m^* = E/c^2$ со средней энергией $E = c\varepsilon/\rho$ при $\varepsilon \sim 1$ эВ/см³; $\rho \sim 1$ см⁻²·с⁻¹ [4, с. 471]. Скорость распространения КЛ $v = (1 - k_z)c \approx 0,9c$. При доминировании КЛ и плотности Вселенной $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [3, с. 347] масса Джинса: $M_J \approx 3 \cdot 10^{54}$ кг, что вдвое меньше массы замкнутой Вселенной $M_B' \sim 6 \cdot 10^{54}$ кг (18). При $M_B' \sim 2M_J$ из-за развития гравитационной неустойчивости вещество в замкнутой римановой Вселенной может фрагментироваться на две области.

Современная Вселенная однородна в масштабе свыше нескольких сотен Мпк [4, с. 530], т.е. масштаб ее пространственной неоднородности несколько процентов. Сравнимые пропорции проявляются в неоднородности распределения вещества галактик: в скопления входят около 5% галактик [6, с. 545]. Согласно предыдущим оценкам, давление межгалактической среды на КГ может упасть ниже критического при радиусе Вселенной $R_B' \sim 1,2 \cdot R_B$ и ее возрасте $T_B \sim 20$ млрд лет. При данном радиусе и массе стационарной евклидовой Вселенной $M_B \sim M_J$ согласно (15), время ее гравитационного коллапса $T_k \approx 25$ млрд лет, что сравнимо по величине.

Время торможения замкнутой Вселенной в условиях развития гравитационной неустойчивости требует дополнительных оценок, как и период ее возможного торможения на завершающей стадии гравитационного коллапса. Так, энерговыделение при слиянии продуктов эволюции звезд в фазе коллапса может разогреть вещество до состояния, сравнимого с однородной горячей Вселенной при начале ее расширения. Периодическая Вселенная подобна маятнику, периоды ее торможения могут быть сравнимы с периодами расширения и коллапса. В этом случае длительность полного цикла эволюции Вселенной может достигать $2(T_B + T_k) \approx 100$ млрд лет.

9. Периодическая риманова Вселенная переменной однородности

Риманово пространство общей теории относительности Эйнштейна соответствует «замкнутому пространству, не имеющему границ» [8, с. 198]. Наблюдаемая Вселенная ограничена космологическим горизонтом радиусом $R_B \sim 4 \cdot 10^{26}$ м [3, с. 347]. Масса сферической евклидовой Вселенной:

$$M_B = 4\pi\rho_c R_B^3/3 \quad (17).$$

При критической плотности вещества $\rho_c \sim 4,7 \cdot 10^{-30}$ г/см³ [3, с. 347] масса Вселенной в пределах космологического горизонта $M_B \approx 1,3 \cdot 10^{54}$ кг.

При объеме сферического риманова пространства $V' = 2\pi^2 R_B^3$ [8, с. 197] положительной кривизны, соответствующей закрытой Вселенной [4, с. 477]:

$$M_B' = 2\pi^2\rho_c R_B^3 \quad (18).$$

Масса замкнутой сферической Вселенной $M_B' \approx 6 \cdot 10^{54}$ кг, что в $3\pi/2 \approx 4,7$ раз больше. Отметим, что в замкнутой Вселенной материя присутствует как внутри космологического горизонта, так и за его пределами.

Современная Вселенная практически однородна [4, с. 530]. При однородном распределении вещества в пространстве решающую роль играет гравитационное притяжение соседних объектов; гравитация от окружающих объектов взаимно компенсируется. В случае неоднородности

родного распределения вещества необходимо учитывать гравитацию *всех объектов*, входящих в соответствующую область, в том числе применительно к масштабам Вселенной.

В *однородной* евклидовой Вселенной массы M_B критическая мощность энерговыделения космических объектов средней массы m при радиусе рассеяния ими КЛ r согласно (7): $L_c' = 2cGm^2/kr^2$. Если вещество Вселенной распределено *неоднородно*, энерговыделение объектов, компенсирующее гравитационное притяжение всей Вселенной, с учетом формул (6) и (13): $L_c = 4cGM_B m/kR_B^2$. Применительно к системе КЛ – КГ соотношение критической мощности энерговыделения галактик в рассмотренных конфигурациях:

$$L_c'/L_c = \Omega m R_B^2 / 2M_B r^2 \quad (19),$$

где Ω – доля массы галактик и их корон от критической.

Плотность Вселенной близка к критической [6, с. 550]. Плотность барионного вещества галактик $\rho_{bg} \sim 0,02 \rho_c$; скрытой массы их корон $\rho_k \leq 0,3 \rho_c$ [3, с. 347]. С учетом газа корон $\rho_{bk} \sim 0,08 \rho_c$ (§ 2) плотность барионов $\rho_{bk} + \rho_{bg} \sim 0,1 \rho_c$. В обоих случаях сумма долей барионной и скрытой массы корон от критической $\Omega = \rho/\rho_c \sim 0,32$. При массе корон типичных галактик $m \sim 10^{11} M_\odot$ и их радиусе $r \sim 0,1$ Мпк (§ 2) отношение $\gamma = L_c'/L_c \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Критическое энерговыделение в данных моделях отличается почти на четыре порядка, т.е. *эволюцию Вселенной определяет характер распределения материи*: является оно однородным, либо нет.

Наблюдаемое расширение однородной Вселенной свидетельствует в пользу того, что *за космологическим горизонтом Вселенной присутствует вещество*, что соответствует сферическому риманову пространству в теории тяготения согласно Эйнштейну: «При равномерном распределении материи мир ... должен быть сферическим (или эллиптическим)» [8, с. 199]. Тем самым, с учетом соотношения (19) может быть предложен *критерий расширения однородной Вселенной: давление межгалактической среды на короны типичных галактик выше критического* согласно формуле (7).

Давление межгалактической среды определяется плотностью энергии КЛ $\epsilon_{кл}$ (§ 2) и МФИ ϵ_v (§ 7). Также рассматриваются другие факторы, связываемые с так называемой «темной энергией», вносящей существенный вклад в массу Вселенной $\Omega_x = 1 - \Omega \approx 0,68$, а также ее расширение, которое оценка (19) не учитывает. В общем случае, при плотности энергии ϵ_x *скрытой массы межгалактической среды* (СММС) однородная Вселенная расширится при:

$$(\epsilon_{кл} + \epsilon_v)/\gamma c^2 + \epsilon_x/\gamma' c^2 \geq \rho_c \quad (20),$$

где γ' – параметр, учитывающий рассеяние СММС гравитацией КГ.

Плотность энергии КЛ $\epsilon_{кл} \sim 1$ эВ/см³ [4, с. 471]; $\epsilon_{кл}/c^2 \approx 3 \cdot 10^{-4} \rho_c$, что сравнимо с $L_c'/L_c \approx 3 \cdot 10^{-4}$ (19). Плотность энергии МФИ $\epsilon_v \sim 0,25$ эВ/см³ [7, с. 635] при $\epsilon_v/c^2 \sim 10^{-4} \rho_c$ [3, с. 347]. Современное давление межгалактической среды на КГ может вдвое превышать критическое: $\delta = L/L_c \sim 2,2$ (§ 5), что возможно при $k = 2$ для упругого рассеяния КЛ на КГ и параметре $\delta_{кл} \sim 2$ (§ 2) и $\delta_v \sim 0,2$. При $\Omega \sim 0,32$ без учета СММС, *вклад КЛ в расширение современной Вселенной* $\chi_{кл} \sim \delta_{кл}/\delta \approx 0,9$ при *вкладе МФИ* $\chi_v = \epsilon_v/\epsilon_{кл}\delta \approx 0,1$.

Однородная Вселенная сможет расширяться, если кинетическая энергия СММС компенсирует привносимую ею гравитацию при $\epsilon_x/\gamma' c^2 \sim \rho_x$. С учетом $\epsilon_x = \rho_x v^2/2$ СММС может расширяться со скоростью $v = c(2\gamma')^{1/2}$. Возможно, часть СММС захватывают КГ, приобретая ее импульс и наращивая свою скрытую массу. При $\gamma' \sim v\gamma/2c$ скорость СММС $v = c\gamma \approx 10^5$ м/с, что сравнимо со средней скоростью разбегания соседних галактик относительно центра масс $(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^4$ м/с (§ 3). Действительно, в современной Вселенной космологический Λ -член, учитывающий давление межгалактической среды, в современной Вселенной близок к нулю [4, с. 477].

Разбегание галактик за счет давления межгалактической среды в однородной Вселенной эквивалентно ее расширению. При этом постоянная Хаббла обретает *физический смысл*, характеризующий его динамику:

$$H = v/D \quad (21),$$

где v – средняя скорость разбегания соседних галактик; D – расстояние между ними.

Падение давления межгалактической среды ниже критического может способствовать развитию во Вселенной гравитационной неустойчивости. Масса замкнутой Вселенной (18) вдвое выше массы Джинса (16): $M_V' \sim 2M_J$, т.е. вещество в ней может фрагментироваться на две сжимающиеся области плотностью $\sim \rho_c$ (§ 8). Пространство между фрагментами может заполнить излучение КЛ и МФИ плотностью $(\epsilon_{\text{кл}} + \epsilon_{\nu})/c^2 \sim 4 \cdot 10^{-4} \rho_c$. При зависимости $R_V^2 \sim 1/\rho$ [8, с. 199] кривизна пространства $\sim 1/R_V^2$ [4, с. 475] данных областей может отличаться более чем на три порядка. Топология подобного риманова пространства существенно отклонится от сферической. Согласно Эйнштейну подобная топология может соответствовать реальному миру: «Так как в действительности в отдельных областях материя распределена неравномерно, то реальный мир в отдельных частях ... будет квазисферическим» [8, с. 199].

Литература

1. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. Поройков С.Ю. Влияние космических лучей на формирование корон галактик. Журнал естественнонаучных исследований. – 2017. – Т. 2. – № 1.
3. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 1. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 1988.
4. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 2. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 1998.
5. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 3. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 1992.
6. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия, т. 4. – М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 1994.
7. Прохоров А.М. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1983.
8. Эйнштейн А. Теория относительности. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000.
9. Nielsen J.T., Guffanti A., Sarkar S. Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae // Scientific Reports. – 2016. – V. 6. – Art. num.: 35596.