Новая модель Большого взрыва и расширения Вселенной. Сравнения с современными наблюдательными данными и космологическими теориями

Крайко А.Н., Валиев Х.Ф.

Международная конференция
«Забабахинские научные чтения – ЗНЧ2017»

Снежинск, 19 – 24 марта 2017 г.

НЕКОТОРЫЕ ДАТЫ:

1916 – ОТО А. Эйнштейна
и космологическая постоянная Λ

1922 – Нестационарное решение ОТО
А. Фридмана

1929 – Открытие Э. Хаббла: $\boxed{\mathbf{u} = H(t)\mathbf{r}}$

1935 – книга Э. Милна (***Milne E.A.*** Relativity, Gravitation and World-structure. Oxford. 1935):

$$\boxed{\mathbf{u} = \frac{\mathbf{r}}{t}, \quad \mathbf{u} = \frac{2}{3}\frac{\mathbf{r}}{t}}$$

с его «Космологическим принципом (КП)»

1998 – Наблюдения сверхновых Ia
Отличие от решения А. Фридмана $\rightarrow \Lambda \neq 0$
«Тёмная энергия (ТЭ)» – Нобелевская премия
Перлмуттер, Шмидт и Рисс (2011)

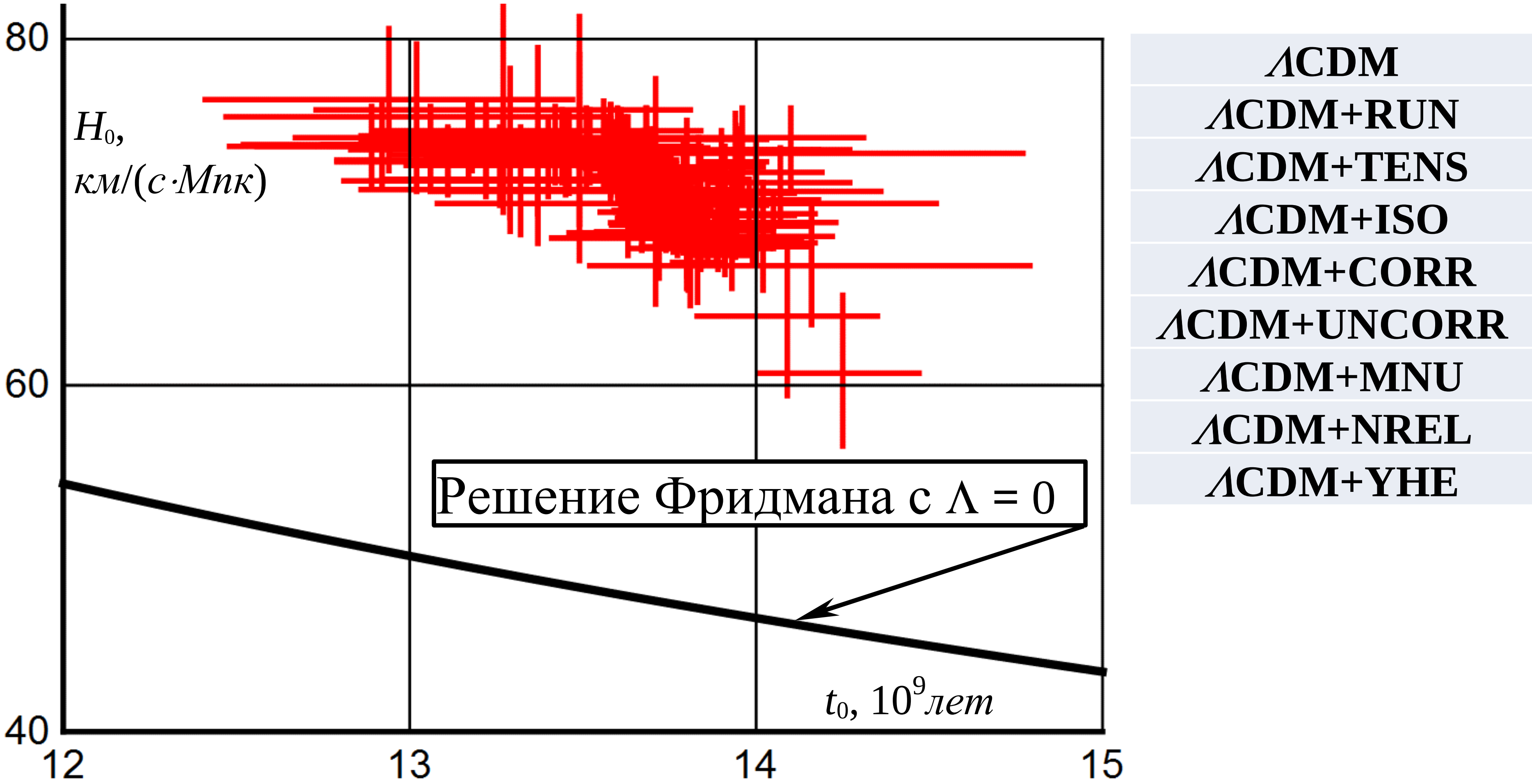


PLATE I

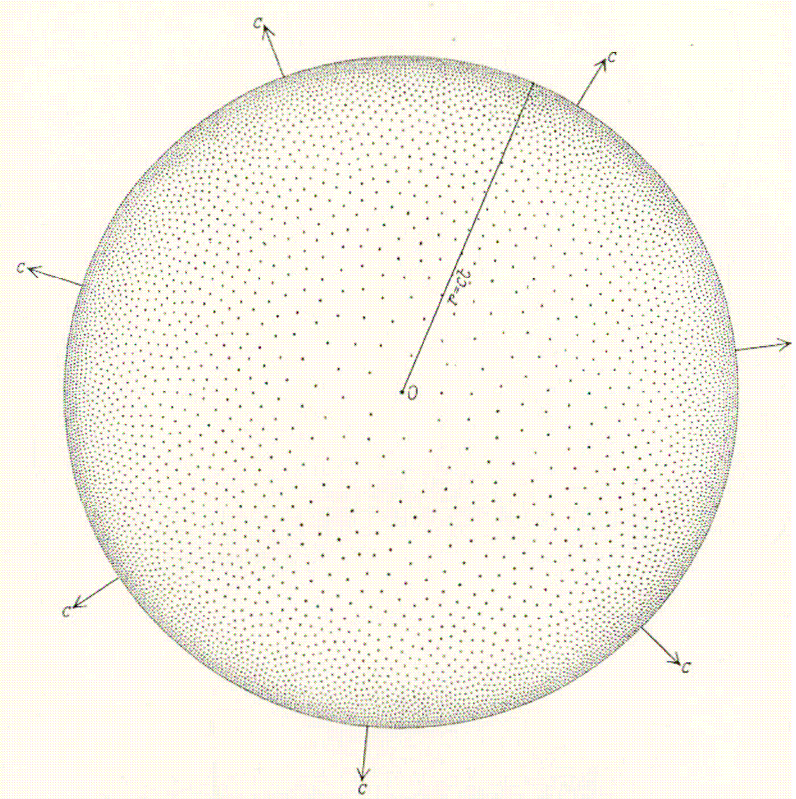


Diagram representing the expanding universe of nebulae, as made by the observer at O, at a particular epoch in his experience. Each dot represents the nucleus of a nebula, and is in outward motion from O with uniform velocity. At any one epoch, in the experience of O, the velocities are proportional to the distances from O. The points are scattered with increasing density farther and farther away from O, the density approaching infinity near the boundary. The boundary, which is receding from O in every direction with the speed of light, is not itself occupied by points, but the points form an 'open' set of which every point of the boundary is a limiting point. The assembly of moving points has the property that an observer on any point also sees himself as the geometrical centre of the system in his view, with the other points distributed round him with spherical symmetry inside a radius defined by the epoch in his experience to which the diagram refers. For each particle-observer, the system is locally homogeneous near himself, the density increasing outwards, at first slowly, ultimately to infinity. The total population of points is infinite. The particles near the boundary tend towards invisibility, as seen by the central observer, and fade into a continuous background of finite intensity

RELATIVITY GRAVITATION AND WORLD-STRUCTURE

BY

E. A. MILNE

M.A., D.Sc., F.R.S.

ROUSE BALL PROFESSOR OF MATHEMATICS AND FELLOW OF WADHAM COLLEGE, OXFORD

PAST FELLOW OF TRINITY COLLEGE, CAMBRIDGE

OXFORD

AT THE CLARENDON PRESS

1935

Гравитационно-уравновешенное сжатие совершенного газа

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} = -\frac{Gm}{r^2}, \quad \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2\rho, \quad m(r=0)=0, \quad \frac{\gamma p}{\rho^\gamma} = s_0$$

$$\omega = \frac{r^3}{r_0^3}, \quad m(\omega) = m_0 M(\omega), \quad \rho(\omega) = \frac{m_0 R(\omega)}{(4/3)\pi r_0^3}$$

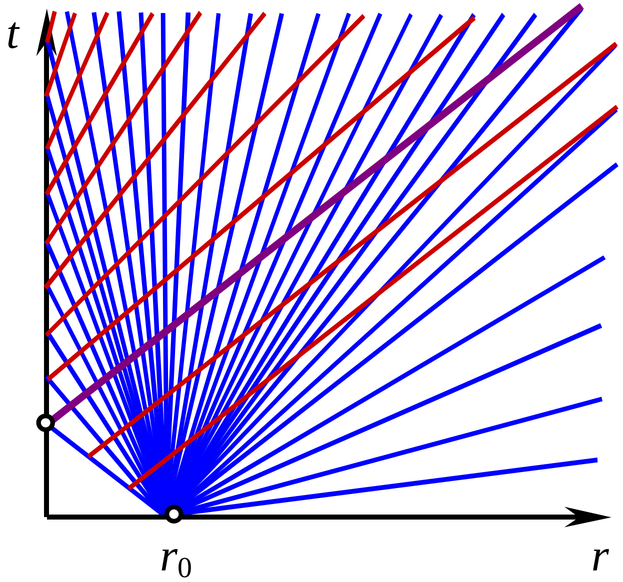
$$0 \le \omega \le 1, \quad 0 \le M \le 1, \quad R \ge R(1) \ge 0$$

$$\frac{dR}{d\omega} = \frac{-\alpha}{\omega^{4/3}} M R^{2-\gamma}, \quad \frac{dM}{d\omega} = R, \quad M(0) = 0, \quad M(1) = 1$$

$$\alpha = \frac{G(4\pi/3)^{\gamma-1} m_0^{2-\gamma}}{3 s_0} r_0^{3\gamma-4}, \quad \gamma > \frac{4}{3}, \quad r_0 >> r_g = 2\frac{G m_0}{c^2}$$

Разлёт сильно сжатого совершенного газа

Мак-Витти Г.К. Общая теория относительности и космология. М.: Изд-во ИЛ, 1961 (1956). 284 с.



$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt}+\frac{\partial u}{\partial r}=-\frac{2}{r}u,\quad \frac{du}{dt}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}=-\frac{Gm}{r^2},$$

$$\frac{\partial m}{\partial r}=4\pi r^2\rho\to C^{\pm}:\ \frac{dt}{dx}=\frac{1}{u\pm a},$$

$$\frac{du}{dr}\pm\frac{dh}{dr}\pm\frac{2}{r}\frac{au}{u\pm a}=\frac{-Gm}{r^2(u\pm a)}$$

$$a=0\to C^0=C^-:\quad \frac{dt}{dr}=\frac{1}{u},\quad \frac{du}{dr}=-\frac{Gm_0}{r^2u}\to\frac{du^2}{dr}=-\frac{2Gm_0}{r^2}$$

$$r_0\to 0,\ \gamma>\frac{4}{3}\to\quad u^2=\frac{K}{r_0^{3(\gamma-1)}}+2G\frac{m_0}{r_0}\left(\frac{r_0}{r}-1\right)\approx\frac{K}{r_0^{3(\gamma-1)}}\to\infty$$

Разлёт невязкого и нетеплопроводного (идеального) газа, сжатого в точку

$$\boxed{\frac{\partial(r^{\nu-1}\rho)}{\partial t}+\frac{\partial(r^{\nu-1}\rho u)}{\partial r}=0,\quad \frac{du}{dt}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{Gm}{r^{\nu-1}}=0,\quad \frac{ds}{dt}=0 \\ \frac{a^2}{\rho^{\gamma-1}}=\frac{\gamma p}{\rho^{\gamma}}=s_0,\quad \frac{\partial m}{\partial r}=\phi_\nu r^{\nu-1}\rho,\quad m(0,t)=0,\quad \frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial r}}$$

$$\left[\frac{m_0}{\phi_\nu}\equiv\int_0^{r_b} r^{\nu-1}\rho\, dr\right]=[\rho]L^{\nu},\qquad \left[s_0=\frac{a^2}{\rho^{\gamma-1}}\right]=\frac{L^2}{T^2\left[\rho^{\gamma-1}\right]}$$

$$\left[C=(m_0^{\gamma-1}s_0)^{1/2}\right]=\frac{L^{1+(\gamma-1)\nu/2}}{T}\rightarrow \boxed{\tau=\frac{Ct}{r^k},\quad k=1+\frac{\gamma-1}{2}\nu}$$

$$\boxed{u=\frac{r}{kt}U(\tau),\quad a=\frac{r}{kt}A(\tau),\quad \rho=\frac{m_0}{r^{\nu}}\left(\frac{A}{k\tau}\right)^{2/(\gamma-1)}}$$

Автомодельные уравнения и интеграл масс

$$\boxed{\frac{dU}{dA} = \frac{(U-1)\,f_1}{Af_2}, \quad \frac{d\tau}{dA} = \frac{\tau f}{Af_2},} \qquad f_i = f_i(U, A, \gamma, \nu)$$

$$f = (1-U+A)(1-U-A), \quad R = \left(\frac{A}{k\tau}\right)^{2/(\gamma-1)}$$

$$\frac{\partial(r^{\nu-1}\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(r^{\nu-1}\rho u)}{\partial r} = 0, \quad u = \frac{r}{kt}U, \quad \rho = \frac{m_0}{r^\nu}R \to$$

$$\boxed{R(1-U) = 0 \to U = 1 \vee R = 0}$$

Интегральные кривые и особые точки

$$\boxed{\frac{dU}{dA} = \frac{(U-1)\,f_1}{Af_2}}$$

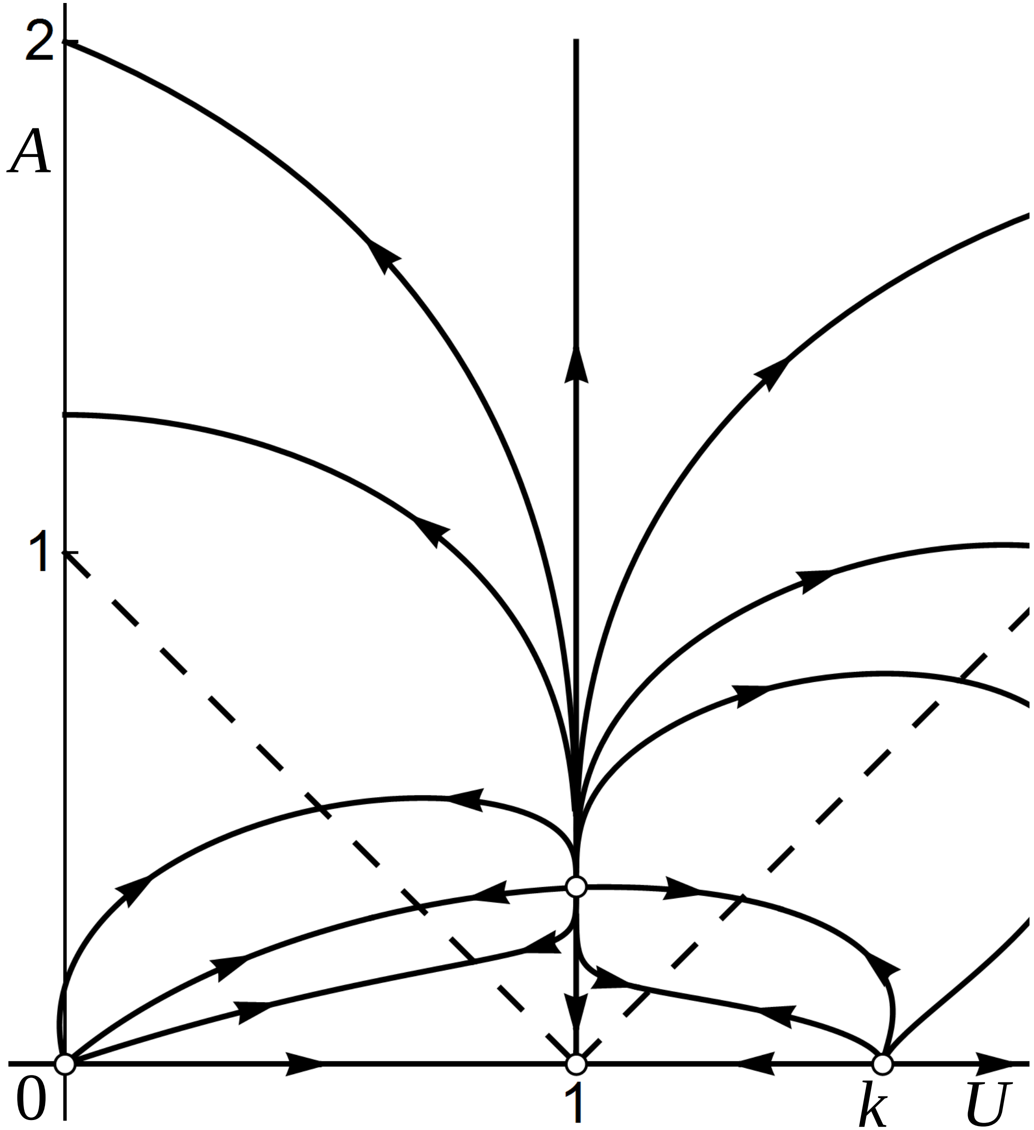
$$\frac{1}{\tau}\frac{d\tau}{dA} = \frac{f}{Af_2},\ \ \tau = \frac{Ct}{r^k}$$

$$R = \left(\frac{A}{k\tau}\right)^{2/(\gamma-1)}$$

$$R(1-U) = 0 \rightarrow$$

$$U = 1 \vee R = 0$$

$\nu = 3,\ \gamma = 1.4 \rightarrow k = 1.6$



Полное решение задачи «разлёта в пустоту»

$$\rho_0 = m_0 / r_0^{\nu}, \quad a_0^2 = s_0 \rho_0^{\gamma-1}$$

$$\nu = 1, \ \gamma = 3 \to k = 2$$

$$u = \frac{r}{t}, \quad a = \frac{r_0}{t}$$

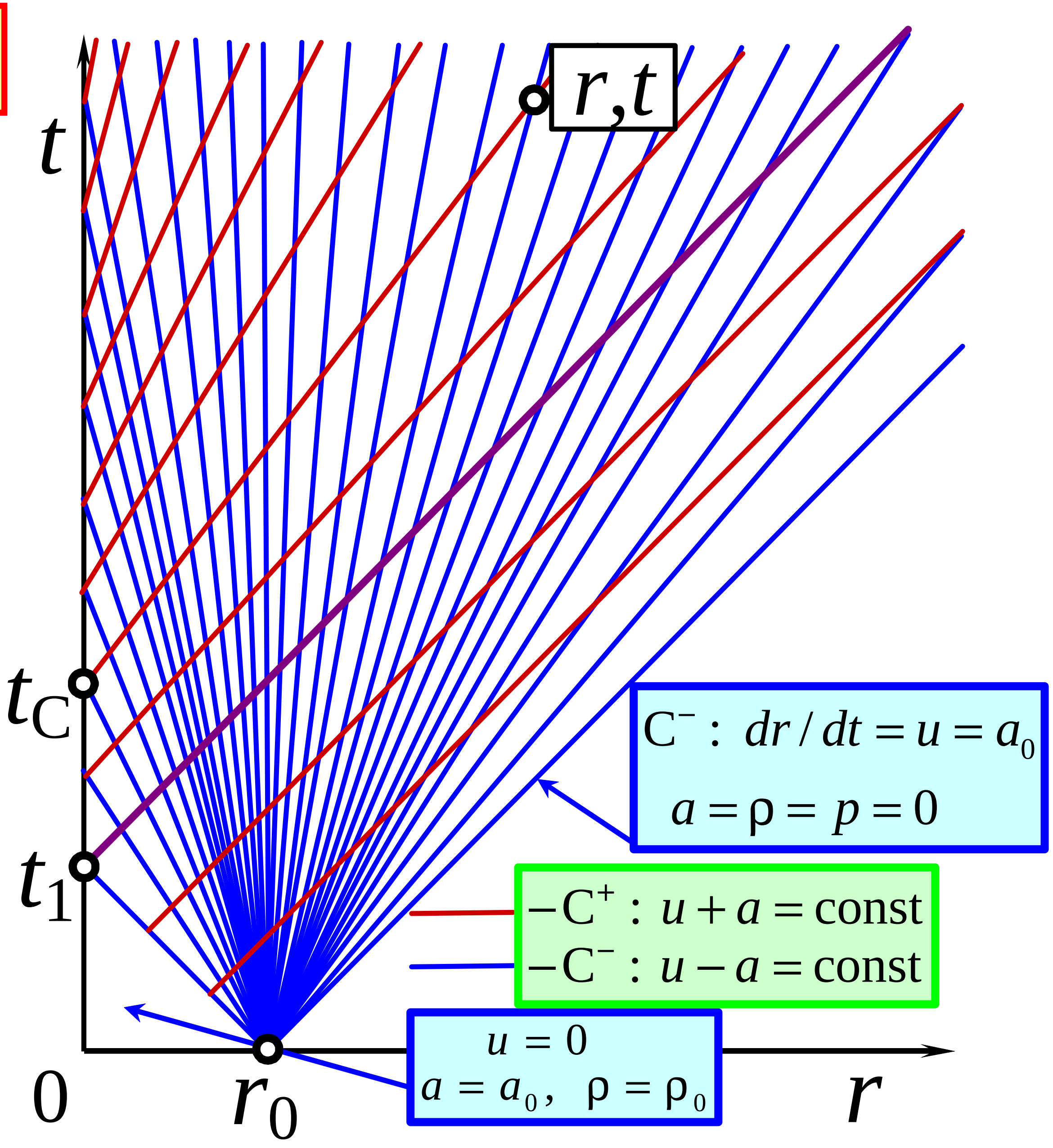
$$r_0 \to 0:$$

$$(\rho_0 \to \infty, \quad a_0 \to \infty)$$

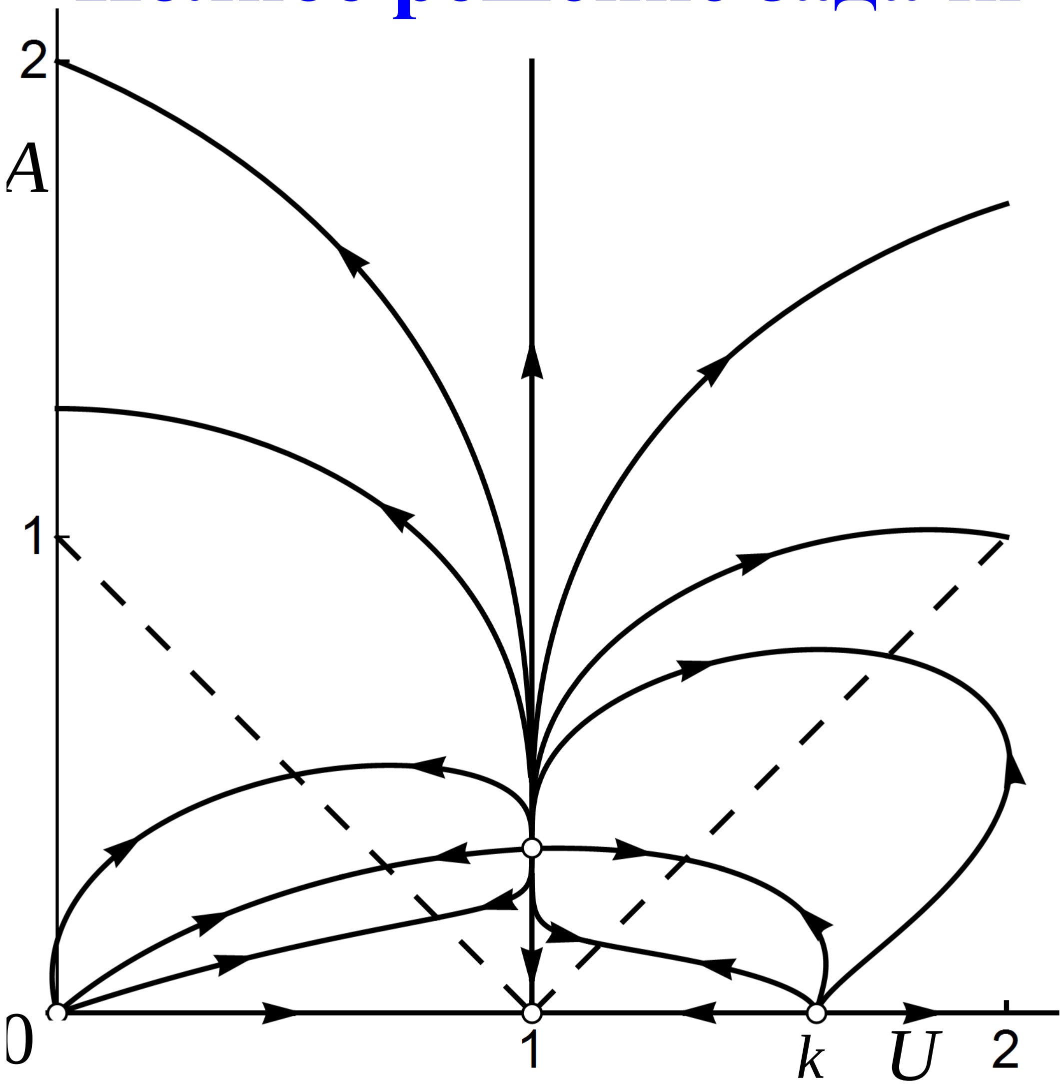
$$u = \frac{r}{kt} U(\tau) = \frac{r}{t}$$

$$a = \frac{r}{kt} A(\tau) = \frac{r}{t} \frac{r_0}{r} \to 0$$

$$U(\tau) = k, \quad A(\tau) = 0$$



Полное решение задачи «разлёта в пустоту»



$$0 \le \tau \le \infty,\ \ U(\tau) = k,\ \ A(\tau) = 0$$

$$R = \{A/(k\tau)\}^{(\gamma-1)/2} = 0 \to$$

$$a \equiv 0,\ \rho \equiv 0,\ \ p \equiv 0$$

$$u = \frac{r}{kt}U = \frac{r}{t} \to \frac{dr}{dt} = u = \frac{r}{t} \to$$

$$r = ut,\ \ 0 \le u \le \infty$$

«Космологический принцип»

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{r}}{t},\ \ \mathbf{u}_O = \frac{\mathbf{r}_O}{t} \to$$

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \mathbf{u}_O = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_O}{t} = \frac{\mathbf{r}'}{t}$$

Разлёт в пустоту сжатого газа в специальной теории относительности (СТО)

$$E_0 = m_0 c^2 < \infty, \quad N_0 < \infty, \quad 0 \le u \le c, \quad \beta = 1/(1 - u^2/c^2)$$

$$\frac{\partial(r^2 n\sqrt{\beta})}{c\partial t} + \frac{\partial(r^2 n\sqrt{\beta}u/c)}{\partial r} = 0, \quad \xi = \frac{r}{ct}, \quad \tau = \frac{1}{\xi}$$

$$u = cU(\xi), \quad n = \frac{N_0}{r^3} N(\xi) \to \frac{d}{d\tau}\left(N \frac{1 - \tau U}{\sqrt{1 - U^2}} \right) = 0 \to$$

$$N \frac{1 - \tau U}{\sqrt{1 - U^2}} = const = 0 \to N(1 - \tau U) = 0 \to U = \xi \to$$

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{r}}{t}, \quad 0 \le r \le ct \to \mathbf{u}' = \frac{\mathbf{r}'}{t'}, \quad 0 \le r' \le ct'$$

Решение в рамках СТО

$$\frac{\partial(r^2T^{00})}{c\partial t}+\frac{\partial(r^2T^{01})}{\partial r}=0,\;\; T^{00}=\beta w-p,\;\; T^{01}=\frac{\beta wu}{c}$$

$$w=\frac{E_0}{r^3}W(\xi),\quad p=\frac{E_0}{r^3}P(\xi),\quad U=\xi\rightarrow\frac{dP}{d\tau}=0\rightarrow$$

$$\boldsymbol{P=\mathrm{const}=0\rightarrow p=0}$$

$$\frac{\partial T^{01}}{c\partial t}+\frac{\partial T^{11}}{\partial r}+2\frac{\beta wu^2}{rc^2}=0,\;\; T^{11}=\frac{\beta wu^2}{c^2}+p,\;\; U=\xi,\;\; p=0\rightarrow$$

$$3\beta\xi W=0\rightarrow \boldsymbol{W=0\rightarrow w=0\rightarrow\varepsilon=w-p=0}$$

Космологический принцип и полное решение в рамках СТО

Milne E.A. Relativity, Gravitation and World-structure. Oxford: Clarendon Press, 1935.

$$c^2t'^2 - r'^2 = c^2t^2 - r^2, \quad n't = nt', \quad n'(1-\xi'^2)^{1/2} = n(1-\xi^2)^{1/2}$$

$$\textit{Milne E. 1935}: \ n = \frac{Bt}{(t^2 - r^2/c^2)^2} = \frac{B}{t^3(1-\xi^2)^2}, \quad 0 \le \xi \le 1 \rightarrow$$

$$n(1-\xi^2)^{1/2} = \frac{B}{t^3(1-\xi^2)^{3/2}} = \frac{B}{t'^3(1-\xi'^2)^{3/2}} = n'(1-\xi'^2)^{1/2}$$

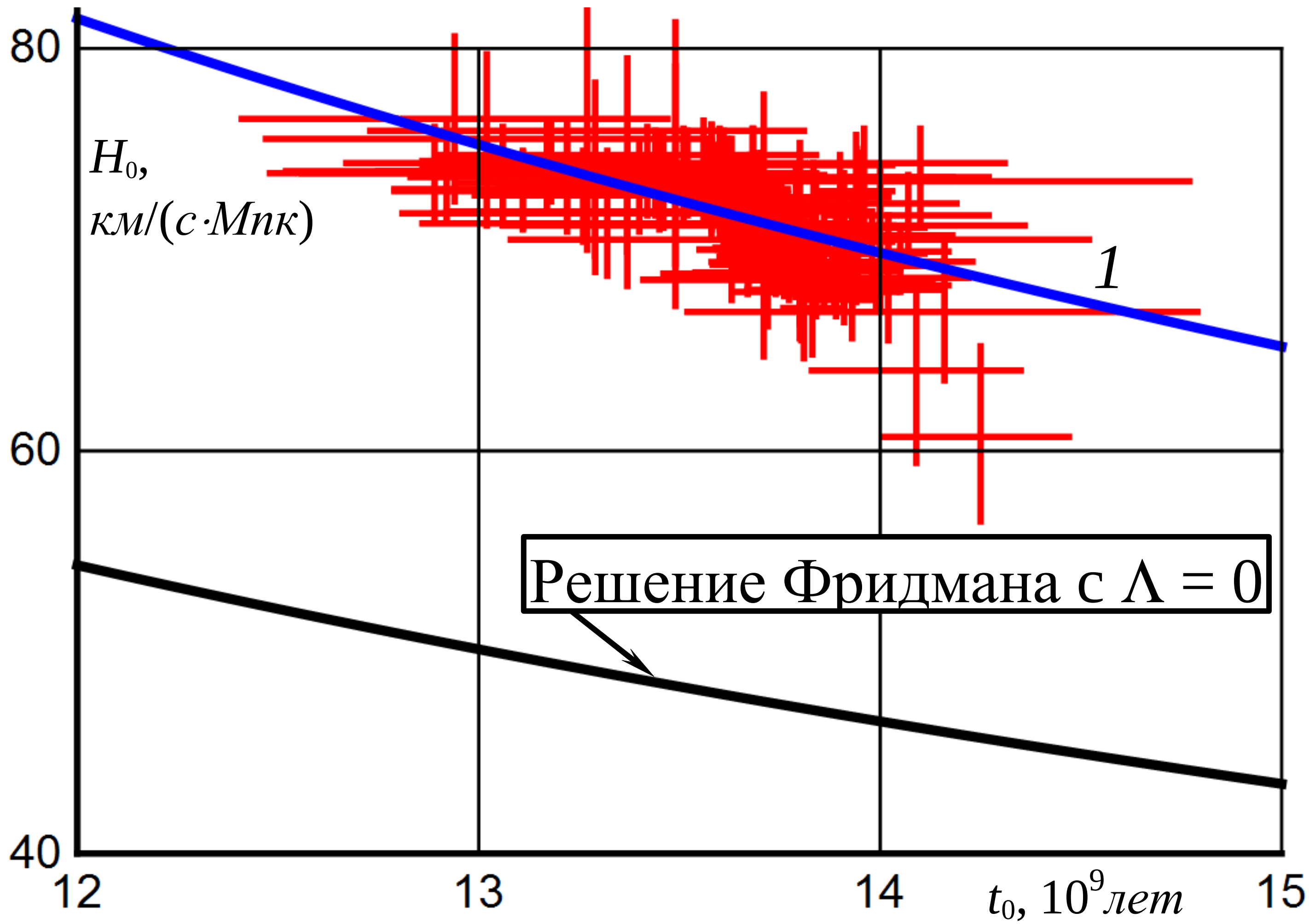
$$n = \frac{N_0}{r^3}N(\xi) = \frac{N_0 k_n}{c^3t^3(1-\xi^2)^2}, \ N_0 = 4\pi\int_0^{ct}\frac{r^2 n}{\sqrt{1-\xi^2}}dr \sim \int_0^1 \frac{\xi^2}{(1-\xi^2)^{5/2}}d\xi = \infty \rightarrow$$

$$n = \frac{N_0 k_n \varphi(\xi)}{c^3t^3(1-\xi^2)^2}, \quad \varphi(1) = 0$$

Расширяющаяся Вселенная. Постоянная Хаббла

http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/parameters.cfm

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{r}}{t} = H_0 \mathbf{r} \to H_0 = \frac{1}{t_0}, \quad H_0 = \frac{977.813}{t_0} \frac{км}{с \cdot Мпк} \quad (1)$$

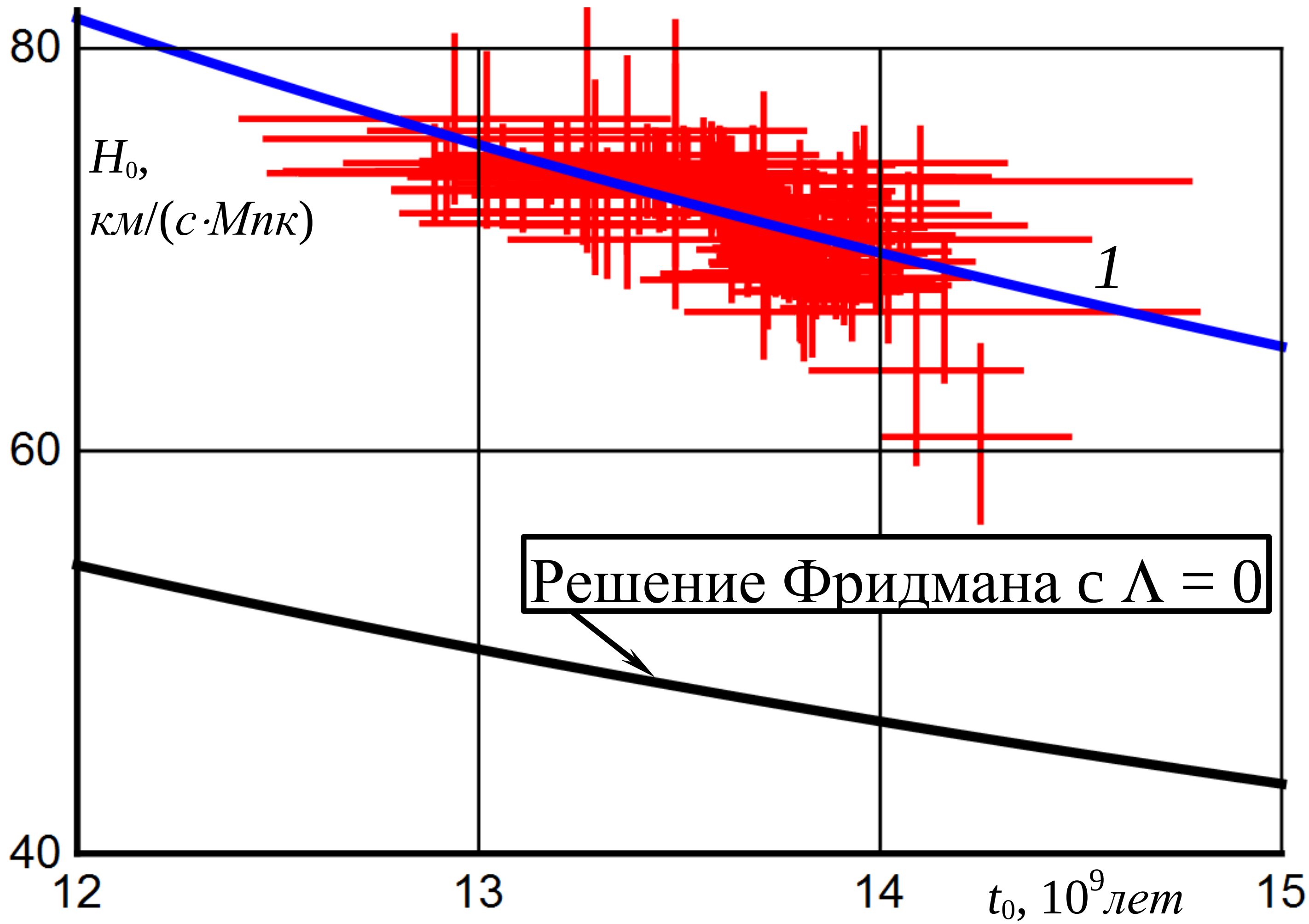


Болотин Ю.Л., Ерохин Д.А., Лемец О.А. (Расширяющаяся Вселенная: замедление или ускорение? // **УФН. 2012.** Т. 182. № 9. С. 941-986)**: "Если фундаментальный вывод об ускоренном расширении Вселенной окажется ложным** (!!!)**, то трудно рассчитывать на согласованность результатов, полученных различными способами ... Однако история учит, что не следует терять бдительности."..."А. Эддингтону приписывают высказывание: "Не слишком доверяйте наблюдениям, пока они не подтверждены теорией". Это замечание - не теоретическая заносчивость, а понимание того, что наука - не только набор фактов, но и их объяснение. ОТО допускает ускоренное расширение Вселенной, заполненной субстанцией с отрицательным давлением, но пока не обеспечивает глубокого понимания этого явления. Дальнейшее изучение кинематики и динамики расширения Вселенной надолго обеспечит работой как космологов экспериментаторов (наблюдателей), так и теоретиков"**.
Лукаш В.Н., Рубаков В.А. (Темная энергия: мифы и реальность // **УФН**. **2008**. Т. 178. № 3. С. 301-308)**: "Открытие темной энергии расставило точки над *i* в наблюдательной космологии. Впервые за все время развития науки появилась стандартная космологическая модель (ΛCDM), удовлетворяющая всей совокупности наблюдательных данных и не имеющая сегодня серьезных конкурентов".**

Расширяющаяся Вселенная. Постоянная Хаббла

http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/parameters.cfm

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{r}}{t} = H_0\mathbf{r} \to H_0 = \frac{1}{t_0}, \quad H_0 = \frac{977.813}{t_0}\frac{км}{с \cdot Мпк} \qquad (1)$$



ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1. Для более двухсот вариантов NASA найденное решение согласует значения времен жизни Вселенной и постоянной Хаббла не хуже современных космологических теорий.
2. Следствия Космологического принципа Милна – неоднородное распределение плотности числа частиц во Вселенной и гало из частиц обычной материи вблизи её границы.
3. Вывод об обращении в ноль плотности частиц ненулевой массы покоя вблизи недостижимой наблюдателю границы Вселенной и о связанной с этим неизбежности нарушения там Космологического принципа представляется принципиальным.
4. В свете построенного решения, основные формулы которого, включая $\mathbf{u} = \mathbf{r}/t$, не содержат эмпирических постоянных и не зависят от вида уравнений состояния, введение “тёмной энергии” излишне.

Благодарю за внимание!