## Космология и астрофизика

УДК 523.11:524.827:539.12:524.854:530.11

**Букалов А. В.**

# СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ КОСМОЛОГИЯ: ОТ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ ОТО К КВАНТОВОЙ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ

*Центр физических и космических исследований, Международный институт соционики, ул.Мельникова, 12, г.Киев-50, 04050, Украина*
e-mail: bukalov.physics@socionic.info

Применение теории сверхпроводимости и принципов сверхпроводящей космологии к уравнениям ОТО и Фридмана позволяет описать макроскопическую динамику эволюции Вселенной через когерентную динамику на микроскопических планковских масштабах. Получена иерархическая система уравнений, показывающая как параметр космологического времени зависит от микроскопической динамики фермионов у поверхности Ферми.

*Ключевые слова:* сверхпроводящая космология, гравитация, время, фермионы, темная энергия, ОТО.

## 1. Введение

С применением принципов квантовой теории сверхпроводимости автором ранее было получено значение плотности темной энергии $\rho_{DE}$, определяющее и эффективную величину космологической постоянной [1].

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi}(2\Delta)^4 = \Omega_\Lambda \frac{3}{8\pi}\left(\frac{m_{Pl}}{\sqrt{8\pi}\, e^{1/\lambda}}\right)^4 = \Omega_\Lambda \frac{3}{8\pi}\left(\frac{m_{Pl}}{\sqrt{8\pi}\, e^{\alpha^{1/2}}}\right)^4 \tag{1}$$

где $\lambda = \alpha_{em} = e^2/\hbar c$ — электромагнитная постоянная тонкой структуры или ее аналог $\alpha_x = \alpha_{em}$, совпадающая с критической плотностью Вселенной.

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G_N}\left(\frac{1}{8\pi t_P e^{\alpha_j^{-1}}}\right)^2 = \frac{3}{8\pi G_N} H_0^2, \tag{2}$$

где $t_P = (G_N \hbar / c^5)^{1/2}$ — планковской время с параметром Хаббла,

$$H_0 = t_H^{-1} = (8\pi t_P e^{\alpha_j^{-1}})^{-1} = 69{,}79\ \text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1} \tag{3}$$

хорошо совпадает с данными WMAP-9 [2].

При

$$\rho_c = \frac{9}{8\pi^2 G_N}\left(\frac{1}{8\pi t_P e^{\alpha_j^{-1}}}\right)^2 \tag{4}$$

$H_0 = \left(8\pi\left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/2} \cdot e^{\alpha_j^{-1}} t_P\right)^{-1} = 68{,}2\ \text{км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$, что находится в хорошем соответствии с данными PLANK [3].

Параметр времени представляет собой функцию фазового перехода II рода, аналогичного переходу в теории сверхпроводимости.

$$t_U \approx t_H = 8\pi t_P e^{\alpha_j^{-1}}. \tag{5}$$

При этом $\alpha_j^{-1}$ — параметр связи фермионного взаимодействия, аналог постоянной тонкой структуры, но динамически изменяющийся, определяющий течение космологического времени $t_H$. В настоящую эпоху $\alpha_j^{-1} \cong \alpha_{em}^{-1} = 137{,}03599...$. Это равенство определяет близость величины плотности «темной энергии» и материи в настоящую эпоху и объясняет феномен «космического конкорданса» (coincidence).

## 2. От классической динамики уравнений Фридмана и ОТО к микроскопической квантовой динамике

Поскольку динамика изменения тонкой структуры $\alpha_j^{-1}$ определяется соотношением

$$\alpha_i^{-1} = \alpha_0^{-1} - \frac{\beta}{2\pi}\ln\left(\frac{2m_e}{Q_i}\right), \tag{6}$$

где $Q_i$ изменяется от $kT_{GUT}$ до $2m_e c^2$, то плотность темной энергии изменяется по закону:

$$\rho_{DE} = \frac{3}{8\pi}G_N \frac{1}{8\pi e^{\alpha_i^{-1}} t_P}\left(\frac{Q_i}{2m_e}\right)^{\beta/2\pi}, \tag{7}$$

где $Q_i$ — импульс кванта излучения.

Аналогичным образом эволюционирует и критическая плотность:

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi}H_0^2 = \frac{3}{8\pi G_N}\left(\frac{1}{8\pi e^{\alpha_j^{-1}} t_P}\right)^2 \left(\frac{Q_i}{2m_x}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}}, \tag{8}$$

где $Q_i$ — импульс, а $m_x$ — масса, формирующие наблюдаемую динамику Вселенной, но находящиеся в другой «энергетической зоне», если использовать аналогию «кристалла», или в других измерениях, дополнительных к измерениям пространства-времени Минковского.

Рассмотрим теперь уравнения Фридмана с учетом полученных выше соотношений.

$$\begin{cases} \left(\dfrac{\dot a}{a}\right)^2 = \dfrac{8\pi}{3}(\rho_M + \rho_\Lambda + \rho_\gamma) + \dfrac{\Lambda_1}{3} - \dfrac{k_1}{a^2} \\ \dfrac{\ddot a}{a} = -\dfrac{4\pi}{3}(\rho + 3p) + \dfrac{\Lambda_1}{3} \end{cases} \tag{9}$$

Вначале рассмотрим вакуумное решение Де-Ситтера при $\rho = -p$,

$$\ddot a = \frac{\Lambda_1}{3}a, \quad a = a_0 e^{\sqrt{\frac{\Lambda_1}{3}}\,t} \tag{10}$$

при $\sqrt{\Lambda_1/3}\,t = \alpha_i^{-1}$. При этом в квантовой теории сверхпроводимости постоянная взаимодействия фермионов α определяется как $\alpha^{-1} = \dfrac{\pi\hbar}{p_F \cdot |b|}$, где $p_F = m \cdot v_F$ — импульс, выраженный через массу и скорость, фермиона у поверхности Ферми, $|b|$ — длина рассеяния фермионов [4]. Поэтому при $\alpha^{-1} = \alpha_{em}^{-1} = \dfrac{\pi\hbar}{p_F \cdot |b|} = \pi\dfrac{\lambda_F}{|b|}$, масштабный фактор $a$ равен:

$$a = a_0 \cdot e^{\pi\frac{\lambda_F}{|b|}} = a_0 \cdot e^{\alpha_{em}^{-1}}\left(\frac{2m_e}{Q_i}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}} = a_0 \cdot e^{\pi\frac{\lambda_0}{|b|}}\left(\frac{2m_e}{Q_i}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}}. \tag{11}$$

Очевидно, что при $\sqrt{\Lambda_1/3} \sim \pi/|b|$, $\lambda_F \sim ct$, и космологическое время определяется динамикой изменения длины волны фермиона у поверхности Ферми, или изменением импульса энергии излучения в радиационно-доминирующей стадии эволюции Вселенной. Но поскольку $\sigma g_{eff} T^4 = 3 \cdot (32\pi G_N t_H^2)^{-1}$ и $Q_i \sim kT \sim t^{-1/2}$, то

$$a = a_0 \cdot e^{\pi\frac{\lambda_F}{|b|}}(2m_e t_P^{1/2})^{\frac{\beta}{2\pi}}, \tag{12}$$

и вся динамика определяется параметром времени $t \sim \lambda_F$. При этом мы можем представить динамику изменения времени $t_i$ следующим образом:

$$t_U \approx t_H = 8\pi e^{\alpha_j^{-1}} t_P = 8\pi e^{\sqrt{\frac{\Lambda_2}{3}}\tau} t_P = 8\pi e^{\pi\frac{\lambda_F(\tau)}{|b|}} t_P = \\ = 8\pi e^{\pi\frac{\lambda_0}{|b|}} \left(\frac{2m_x}{Q_j}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}} t_P = 8\pi e^{\alpha_{0em}^{-1}} \left(\frac{2m_x}{Q_j}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}} t_P = 8\pi e^{\alpha_{0em}^{-1}} \left(\frac{2\tau^{1/2}}{\lambda_x}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}} \quad (13)$$

Уравнения (3), (12), (13) показывают, что динамика изменения космологического времени может быть выведена из вакуумоподобного уравнения вида

$$\frac{d^2t}{d\tau^2} = \Lambda_2 t \quad (14)$$

или

$$\frac{d^2t}{d\tau^2} = \left(\frac{\pi}{|b|}\right)^2 t$$

как аналога уравнения Фридмана. В общем случае:

$$\frac{1}{t}\frac{d^2t}{d\tau^2} = \frac{8\pi}{3} G_N(\rho^* + 3p^*) + \frac{\Lambda_2}{3}. \quad (15)$$

Из (15) следует:

$$\frac{1}{t^2}\left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho^* + \frac{\Lambda_2}{3} - \frac{k_2}{t^2}, \quad (16)$$

где $\rho^* = \dfrac{3}{8\pi G_N \tau_H^2}$.

Таким образом мы получаем динамику изменения космологического времени на микроскопическом квантовом уровне.

Вернемся теперь к уравнениям Фридмана (9). Поскольку $\Lambda^{-1/2} = 8\pi e^{\alpha_j^{-1}} L_P \cdot \Omega_\Lambda^{-1/2}$

$$a_\Lambda = a_0 \cdot e^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t} = a_0 \cdot e^{\frac{8\pi e^{\alpha_j^{-1}} t_P}{8\pi e^{\alpha_i^{-1}} t_P}\cdot(3\Omega_\Lambda)^{1/2}} = a_0 \cdot e^{(3\Omega_\Lambda)^{1/2}\left(\frac{2m_x}{Q_j}\cdot\frac{Q_i}{2m_e}\right)^{\frac{\beta}{2\pi}}}.$$

При $Q_j = 2m_x$ и $Q_i = 2m_e$, $a_\Lambda = const$, $t = 0{,}485$ с

$$a_\Lambda = a_0 e^{\alpha_0^{-1}}.$$

Учитывая, что $t \sim \lambda_F(\tau)$, уравнения (15)–(16) преобразуются в следующее:

$$\frac{1}{\lambda_F(\tau)}\frac{d^2\lambda_F(\tau)}{d\tau^2} = -\frac{4\pi}{3} G_N\left(\rho^* + 3p^* + \frac{\Lambda_2}{3}\right); \quad \frac{1}{\lambda_F^2(\tau)}\left(\frac{d\lambda_F(\tau)}{d\tau}\right)^2 = -\frac{8\pi}{3} G_N \rho^* + \frac{\Lambda_2}{3} - \frac{k_2}{\lambda_F^2(\tau)}, \quad (17)$$

где $t \sim \lambda_F(\tau)$ играет роль масштабного фактора в микроскопической квантовой динамике фермионов у поверхности Ферми.

Возникает иерархия динамических уровней, в которых переменная $\tau \sim \lambda_F(\tau)$ управляет переменной времени $t_\Lambda = f(\tau) = f(\tau(\eta))$, и соответствующая иерархия уравнений:

…

$$\frac{1}{a^2(t)}\left(\frac{da(t)}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho + \frac{\Lambda_1}{3} - \frac{k_1}{a^2(t)}, \quad \frac{1}{a(t)}\frac{d^2a(t)}{dt^2} = -\frac{4\pi}{3} G_N(\rho + 3p) + \frac{\Lambda_1}{3}$$

$$\frac{1}{t^2(\tau)}\left(\frac{dt(\tau)}{d\tau}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho^* + \frac{\Lambda_2}{3} - \frac{k_2}{t^2(\tau)}, \quad \frac{1}{t(\tau)}\frac{d^2t(\tau)}{dt^2} = -\frac{4\pi}{3} G_N(\rho^* + 3p^*) + \frac{\Lambda_2}{3} \quad (18)$$

$$\frac{1}{\tau^2(\eta)}\left(\frac{d\tau(\eta)}{d\eta}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho^{**} + \frac{\Lambda_3}{3} - \frac{k_3}{\tau^2(\eta)}, \quad \frac{1}{\tau(\eta)}\frac{d^2\tau(\eta)}{d\eta^2} = -\frac{4\pi}{3} G_N(\rho^{**} + 3p^{**}) + \frac{\Lambda_3}{3}$$

…

Поскольку уравнения Фридмана следуют из уравнений ОТО Эйнштейна, то это также означает, что иерархии, описываемой уравнениями (18) соответствует иерархия тензорных уравнений, аналогичных уравнениями ОТО Эйнштейна, соответствующих динамике иерархически взаимозависимых переменных: $t = f(\tau(\eta(...)))$, $\chi_\mu = f(\chi_\mu(\bar{\chi}_\mu(...)))$ и соответствующих метрик:

$$\begin{gathered}
\dots \\
R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -\chi T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\
R^*_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^*_{\mu\nu} R^* = -\chi T^*_{\mu\nu} + \Lambda_1 g^*, \quad ds^{*2} = g^*_{\mu\nu} dx^{*\mu} dx^{*\nu} \\
R^{**}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g^{**}_{\mu\nu} R^{**} = -\chi T^{**}_{\mu\nu} + \Lambda_2 g^{**}_{\mu\nu}, \quad ds^{**2} = g^{**}_{\mu\nu} dx^{**\mu} dx^{**\nu} \\
\dots
\end{gathered} \tag{19}$$

Из уравнений (18)–(19) следует существование иерархии пространств — «миров» или «энергетических зон» квазикристалла, состоящего из планковских доменов — со своими внутренними измерениями, находящимися в иерархической связи друг с другом и обуславливающих динамику и эволюцию вышележащего уровня на его микроскопическом уровне. Мы можем рассматривать макроскопическую динамику нашей и других вселенных на микроскопическом, квантовом уровне, заменяя $ct^0 \to \lambda_0$, $x^\mu \to \lambda^\mu_F = \lambda^\mu$. Тогда систему (19) можно записать в следующем виде:

$$\begin{gathered}
\dots \\
R_{\mu\nu}(\lambda^\mu, \lambda^\nu) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R(\lambda^\mu, \lambda^\nu) = -\chi T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad ds^2_\lambda = g_{\mu\nu} d\lambda^\mu d\lambda^\nu \\
R^*_{\mu\nu}(\lambda^{*\mu}, \lambda^{*\nu}) - \frac{1}{2} g^*_{\mu\nu} R^*(\lambda^{*\mu}, \lambda^{*\mu}) = -\chi T^*_{\mu\nu} + \Lambda_1 g^*, \quad ds^{*2}_\lambda = g^*_{\mu\nu} d\lambda^{*\mu} d\lambda^{*\nu} \\
\dots
\end{gathered} \tag{20}$$

Мы также можем записать квантовые тензорные уравнения в форме, предложенной в [5], но дополненные уравнениями движения фермионов, аналогичными уравнениям Ландау-Гинзбурга [6]. Возникает система квантовых уравнений сверхпроводящей космологии:

$$\begin{gathered}
\gamma^{\alpha\beta} \frac{D}{D\lambda^\alpha_F} \frac{D}{D\lambda^\beta_F} \bar{g}_{\mu\nu} = \frac{\pi^2}{|b|^2} \cdot \bar{g}_{\mu\nu} = \Lambda \bar{g}_{\mu\nu} \\
\sigma |\psi|^2 + \zeta \psi |\varphi|^2 + \frac{p_s^2}{4m_s} \psi = 0,
\end{gathered} \tag{21}$$

где $p_s$ — импульс фермионной пары, $2m_s$ — ее масса.

При $t = t_0 e^{\alpha_j^{-1}} = t_0 e^{\pi \frac{\lambda_F(\tau)}{|b|}} = t_0 e^{\frac{\tau}{r_\Lambda}}$ вместо уравнений Фридмана, следующих из (21), возникает система квантовых уравнений гравитационной сверхпроводимости.

$$\begin{gathered}
\frac{d^2 t(\tau)}{d\lambda^2_F(\tau)} = \frac{\pi^2}{|b|^2} t(\tau) \\
\left( \frac{dt(\tau)}{d\tau} \right)^2 = 8\pi G_N \rho \cdot t^2(\tau) \\
\sigma |\psi|^2 + \zeta \psi |\varphi|^2 + \frac{p_s^2}{4m_s} \psi = 0.
\end{gathered} \tag{22}$$

Уравнение Фридмана может быть записано в виде:

$$\frac{1}{a^2} \left( \frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho_c \left( \Omega_\Lambda + \Omega_M \frac{(1+z)^3}{a^3} + \Omega_r \frac{(1+z)^4}{a^4} + \Omega_{curv} \frac{(1+z)^2}{a^2} \right), \tag{23}$$

где $a$ — масштабный фактор.

При $a = \frac{a_0}{1+z} = a_0 e^{-\alpha_z^{-1}}$ $1+z = e^{\alpha_z^{-1}}$ и $z = e^{\alpha_z^{-1}} - 1$, как в мире Де-Ситтера $z = e^{Ht} - 1$ [7].

Тогда (23) примет вид:

$$\frac{1}{a^2}\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G_N \rho_c \left( \Omega_\Lambda + \Omega_M \frac{e^{3\alpha_z^{-1}}}{a^3} + \Omega_r \frac{e^{4\alpha_z^{-1}}}{a^4} + \Omega_{curv} \frac{e^{2\alpha_z^{-1}}}{a^2} \right) \tag{24}$$

Если, например, $\alpha^{-1} = \alpha_{em}^{-1} = \frac{g}{e} = \pi \frac{\lambda_F}{|b|}$, то $\frac{|b|}{\pi} = L_P$, $\lambda_F = \alpha_{em}^{-1} \frac{|b|}{\pi}$.

Это означает, что макроскопическая динамика Вселенной соответствует микроскопической квантовой динамике на планковских масштабах. При этом роль интервалов играют волновые компоненты, обратные компонентам волнового вектора фермионов у поверхности Ферми.

### 3. Заключение

Переход от макроскопической классической динамики ОТО к микроскопической динамике фермионов у поверхности Ферми показывает, что реальная структура и динамика пространства-времени описываются когерентными квантовыми процессами. В частности, сам параметр эволюционного космологического времени определяется динамикой микроскопических квантовых процессов на планковских масштабах. Макроскопичность наблюдаемого пространства-времени обеспечивается множителем $e^{\alpha^{-1}}$, который изменяется в интервале от 1 до $3{,}26 \cdot 10^{59}$ и определяет масштаб когерентности квантовых процессов в сверхпроводящей космологии.

### Л и т е р а т у р а :


1. *Букалов А. В.* Решение проблемы космологической постоянной и свехпроводящая космология. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2011. — № 1. — С. 17–23.
2. *Bennett C. L. et al.* Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results — arXiv:1212.5225 [astro-ph.CO].
3. *Planck Collaboration.* Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. — arXiv:1303.5062 [astro-ph.CO].
4. *Лившиц Е. М., Питаевский Л. П.* Статистическая физика. Часть 2. — М.: Наука, 1978. — 448 с.
5. *Логунов А. А.* Теория гравитационного поля. — М.: Наука, 2001. — 235 с.
6. *Букалов А. В.* Квантовые макроскопические уравнения гравитации и сверхпроводящей космологии. Природа сил инерции. // Физика сознания и жизни, космология и астрофизика. — 2011. — № 2. — С. 41–48.
7. *Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В.* Космология ранней Вселенной. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. — 199 с.


*Статья поступила в редакцию 10.01.2013 г.*

*Bukalov A. V.*

## Superconducting cosmology: from the macroscopic equations of general relativity to quantum microscopic dynamics

Application of the theory of superconductivity and principles of superconducting cosmology to the equations of general relativity and Friedman can describe the macroscopic dynamics of the evolution of the Universe through the coherent dynamics at the microscopic Planck scale. It is obtained a hierarchical system of equations, showing how the parameter of cosmological time depends on the microscopic dynamics of fermions at the Fermi surface.

*Keywords:* superconducting cosmology, gravitation, time, fermions, dark energy, general relativity.