УДК 514-539

О. Н. РАДЧЕНКОВ

К НЕКОТОРЫМ ВОПРОСАМ КОСМОЛОГИИ.

Получено регулярное решение, описывающее периодический процесс “расширения-сжатия” Вселенной.

Полученные в последние годы астрономические данные свидетельствуют, что окружающая нас Вселенная является, похоже, пространственно плоской, а ее расширение ускоряется. Эти факты можно согласовать с теорией, предположив в природе преобладание особых видов вещества, получивших названия темной массы и темной энергии [1]. Непосредственный эксперимент, однако, не подтверждает реальное наличие подобной материи. В настоящей статье предложено возможное объяснение этих явлений, опирающееся на компенсационную модель тяготения [2].

Ее геометрическое содержание состоит в том, что меняются местами принятые представления о кривом базовом и плоском касательном пространствах. Гравитационное поле здесь выступает как физическое поле, описываясь смешанным тензором G_μ^ν в пространстве Минковского. Именно его калибровочная специфика взаимодействия с веществом приводит к тому, что движение вещества локально воспринимается так, как будто происходит по инерции в некотором неплоском пространстве-времени с метрикой

$$g^{\mu\nu} = \eta^{\lambda\sigma} e^{\mu}_{(\lambda)} e^{\nu}_{(\sigma)}, \qquad e^{\nu}_{(\mu)} \equiv \delta^{\nu}_{\mu} - G^{\nu}_{\mu}, \tag{1}$$

где $\eta^{\lambda\sigma}$ - метрика пространства Минковского. Этот процесс чем-то напоминает распространение лучей света в оптически неоднородной среде: ее, отказавшись от концепции взаимодействия со светом, можно рассматривать как некий трехмерный аналог такого пространства.

Уравнения поля формально воспроизводят тетрадное представление уравнений Эйнштейна [3], если обратные тензора $e^{\nu}_{(\mu)}$ и $e^{(\mu)}_{\nu}$ трактовать как взаимные тетрады:

$$\begin{gathered} \partial_\lambda C_\mu{}^{\lambda\nu} + \partial^\lambda C^\nu{}_{\lambda\mu} + \partial^\nu C^\lambda{}_{\mu\lambda} + \partial_\mu C_\lambda{}^{\nu\lambda} + \frac{1}{2} C_\mu{}^{\lambda\sigma} C^\nu{}_{\lambda\sigma} - \\ -\left(C_\tau{}^{\nu\sigma} + C^{\sigma\nu}{}_\tau\right) C^\tau{}_{\mu\sigma} - \left(C_\mu{}^{\tau\nu} + C^{\nu\tau}{}_\mu\right) C^\sigma{}_{\tau\sigma} = \frac{16\pi k}{c^4}\left(T^\nu_\mu - \frac{1}{2}\delta^\nu_\mu T^\lambda_\lambda\right). \end{gathered} \tag{2}$$

Здесь поднятие и опускание индексов производится с помощью метрики $\eta^{\lambda\sigma}$,

$$C^\lambda{}_{\mu\nu} = \left(\partial_\mu e^\sigma_{(\nu)} - \partial_\nu e^\sigma_{(\mu)}\right) e^{(\lambda)}_\sigma \equiv \left(e^\sigma_{(\mu)} e^\tau_{(\nu)} - e^\sigma_{(\nu)} e^\tau_{(\mu)}\right) \nabla_\tau e^{(\lambda)}_\sigma, \tag{3}$$

$\partial_\mu \equiv e^\nu_{(\mu)} \nabla_\nu$ - оператор “удлиненной” ковариантной производной в пространстве Минковского (не путать с частным дифференцированием!).

Помимо этих уравнений в теории возникают важные равенства:

$$\partial_\mu C^\tau{}_{\nu\sigma} + \partial_\nu C^\tau{}_{\sigma\mu} + \partial_\sigma C^\tau{}_{\nu\mu} = C^\tau{}_{\lambda\mu} C^\lambda{}_{\nu\sigma} + C^\tau{}_{\lambda\nu} C^\lambda{}_{\sigma\mu} + C^\tau{}_{\lambda\sigma} C^\lambda{}_{\nu\mu}. \tag{4}$$

Они являются следствием тождеств Якоби для коммутатора операторов ∂_μ.

По роли уравнения (2) и (4) оказываются аналогичными паре четырехмерных уравнений Максвелла. Выражение же (3) связывает “напряженность” - $C^\tau{}_{\mu\nu}$, с “потенциалом” - $e^\nu_{(\mu)}$.

Перейдем к постановке задачи. Во Вселенной наблюдается в среднем однородно-изотропное распределение вещества. Чтобы определить, как изменяются его параметры, попробуем, используя аналогию с электродинамикой сплошных сред, найти решение соответствующе усредненных уравнений (2-4). Решение будем искать в галилеевой системе координат для некоторой пространственной области Λ объема V, настолько крупной, что ее можно разбить на ряд подобластей, распределение материи в которых допустимо считать все еще однородным и изотропным.

Условимся под усредненным трехмерным тензорным полем, к примеру, второго ранга, подразумевать инвариантные при пространственных поворотах координат функции времени

$$\left\langle a^i_k \right\rangle = \frac{1}{V} \int_\Lambda a^i_k(ct, x, y, z)\, dx dy dz, \tag{5}$$

где латинские индексы пробегают значения $1,2,3$; и пренебрегать флуктуациями, т.е. считать

$$\left\langle a_j^i a_l^k \right\rangle = \left\langle a_j^i \right\rangle \left\langle a_l^k \right\rangle . \tag{6}$$

Последнее положение, конечно, реально может выполняться лишь приближенно. Мы будем полагать, что оно выполняется тем точнее, чем больше объем области V.

Выделим компоненты полей, которые могут быть инвариантны к группе вращений

$$e_0^{(0)}, \quad e_k^{(i)}, \quad C^i{}_{0k}, \quad \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk} C^n{}_{jk}, \quad T_0^0, \quad T_k^i , \tag{7}$$

где ε^{ijk} - дискриминантный тензор. Остальные компоненты

$$e_0^{(i)}, \quad e_k^{(0)}, \quad C^0{}_{0k}, \quad \frac{1}{2}\varepsilon^{ijk} C^0{}_{jk}, \quad T_0^i, \quad T_k^0 , \tag{8}$$

не представляют интереса. При усреднении по направлениям они обратятся в ноль.

Определимся сразу в отношении $e_0^{(0)}$. Как можно заметить, тензор (3) не будет содержать производных по времени от этой функции, т.е. в задаче она играет роль своеобразного интегрирующего множителя при переменной ct. Поэтому - например, переопределив время или просто фиксируя соответствующую калибровку – положим:

$$\left\langle e_0^{(0)} \right\rangle = 1 . \tag{9}$$

Для других полевых величин будем иметь:

$$\left\langle e_k^{(i)} \right\rangle = a\delta_k^i, \quad \left\langle T_0^0 \right\rangle = \varepsilon, \quad \left\langle T_k^i \right\rangle = -p\delta_k^i, \quad \left\langle C^i{}_{0k} \right\rangle = D\delta_k^i, \quad \frac{1}{2}\left\langle \varepsilon^{ijk} C^n{}_{jk} \right\rangle = H\eta^{in} , \tag{10}$$

где a, ε, p, D, H - некоторые неизвестные функции времени.

Выясним связь между a, D, H. Усреднив (3) и (4) соответственно получим:

$$D = -\dot{a}/a, \qquad \dot{H} = DH , \tag{11}$$

где точка обозначает частное дифференцирование по переменной ct. Отсюда

$$H = \Omega/a , \tag{12}$$

где Ω - некоторая псевдоскалярная константа интегрирования.

Усредненные уравнения (2) в терминах функций (10) примут вид:

$$\dot{D} - D^2 = \frac{4\pi k}{3c^4}(\varepsilon + 3p), \qquad \dot{D} - 3D^2 - \frac{1}{2}H^2 = \frac{4\pi k}{c^4}(p - \varepsilon) . \tag{13}$$

Первое соответствует одинаковым временным индексам, второе пространственным. Суперпозицией и дифференцированием их, согласно (11) и (12), можно представить как уравнения первого порядка на функции a и ε:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{1}{4}\frac{\Omega^2}{a^2} = \frac{8\pi k}{3c^4}\varepsilon, \qquad \dot{\varepsilon} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\varepsilon + p) . \tag{14}$$

Для замыкания этой системы необходимо уравнение состояния $p(\varepsilon)$. Как показывают наблюдения, вещество во Вселенной представлено в основном водородом (~75%) и гелием (~25%). Концентрируется оно преимущественно в галактиках. С позиций масштабов задачи, эту его часть удобно рассматривать как некий специфический газ, где частицами являются сами галактики. Все же вещество, учитывая наличие в пространстве звездного и реликтового излучения, можно моделировать как двухкомпонентную термодинамическую систему “газ-излучение”.

Получить уравнение состояния такой системы непросто. Для этого надо усреднить, по меньшей мере, тензора энергии-импульса сплошной изотропной среды и поля излучения. Их выражения даются формулами (3.6) работы [2]. Для излучения такая процедура вполне очевидна: след его тензора энергии-импульса равен нулю. Но для среды необходимо задать функцию собственной удельной внутренней энергии U, а также учесть другие условия. Например, рассматривать звездное излучение как следствие гравитационного сжатия вещества, т.е. убыли U. Тем не менее, получить приближенное уравнение состояния подобной системы несложно. В виду колоссальных масс галактик, эта составляющая будет все же не сильно отличаться от пыли. Уравнение состояния излучения известно. Интегрируя в случае пыли второе уравнение (14), будем иметь:

$$p_g = 0, \quad \varepsilon_g = \varepsilon_0 a^{-3}. \tag{15}$$

где ε_0 - константа интегрирования. Обозначив плотность энергии излучения как

$$\varepsilon_r = \varepsilon - \varepsilon_g, \tag{16}$$

где ε - полная плотность энергии системы, в результате получим:

$$3p = \varepsilon - \varepsilon_0 a^{-3}. \tag{17}$$

Правое уравнение (14) тогда примет вид

$$\dot{\varepsilon} + 4\frac{\dot{a}}{a}\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\dot{a}}{a^4}. \tag{18}$$

Его общее решение

$$\varepsilon = \frac{1}{I}\left(\int_1^a I\varepsilon_0 a^{-4} da + \varepsilon_1\right) = \frac{\varepsilon_0}{a^3} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{a^4}, \qquad I = \exp\left(4\int_1^a a^{-1} da\right) = a^4, \tag{19}$$

где I - интегрирующий множитель, $\varepsilon_1 = const$. Ключевую роль в нем играет разность двух констант интегрирования

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_1. \tag{20}$$

По смыслу ε_0 - это плотность энергии пыли строго равномерно распределенной в пространстве. При таком распределении, вообще говоря, должно отсутствовать и гравитационное поле и излучение, которое надо рассматривать как следствие воздействия на пыль сил тяготения. Однако:

$$\varepsilon(a)\big|_{a=1} = \varepsilon_1. \tag{21}$$

Поэтому, ε_1 здесь можно трактовать как плотность энергии пыли уже сгруппированной в некие беззвездные островные формирования - протогалактики. Устойчивость таких образований будет гарантированна, если $\varepsilon_1 < \varepsilon_0$. Разницу $\Delta\varepsilon$ при этом следует отождествить с реликтовым излучением. Это излучение будет оказывать на пыль, согласно (17), отрицательное давление, препятствуя тем самым ее строго однородному распределению.

Покажем, как зависимость (15) можно получить усреднением. В сплошной среде источником гравитационного поля формально выступает "плотность" μ - формула (2.15) работы [2]. Настоящее же значение собственной плотности массы среды дает выражение ρ из (2.12):

$$\mu = F(a^1, a^2, a^3)\left(\eta_{\mu\nu} e_\tau^{(\mu)} e_\sigma^{(\nu)} b_0^\tau b_0^\sigma\right)^{1/2} \det\left(e_\lambda^{(\alpha)} b_\beta^\lambda\right)^{-1}, \quad \rho = F(a^1, a^2, a^3)\left(\eta_{\mu\nu} b_0^\mu b_0^\nu\right)^{1/2} \det\left(b_\beta^\alpha\right)^{-1}. \tag{22}$$

Именно функция ρ удовлетворяет, причем тождественно, закону сохранения массы:

$$\nabla_\mu(\rho u^\mu) = 0. \tag{23}$$

Разность $(\mu - \rho)$, по-видимому, можно ассоциировать с плотностью пресловутой темной массы. Вещество в задаче распределено равномерно. Поэтому, согласно (9) и (10), будем иметь:

$$\langle\rho\rangle = const, \qquad \langle\mu\rangle = \langle\rho\rangle a^{-3}. \tag{24}$$

Усреднив тензор энергии-импульса сплошной среды (3.6), где $U = const$, отсюда и получим (15).

Учитывая решение (19), перепишем левое уравнение (14) как

$$4a^2\dot{a}^2 = \frac{32\pi k}{3c^4}(\varepsilon_0 a - \Delta\varepsilon) - \Omega^2 a^2. \tag{25}$$

Его правая часть не может быть отрицательной. Соответственно в модели естественно возникает область определения поля a. Возьмем в качестве такого предельного значения единицу - положение, когда гравитационное поле отсутствует. Тогда:

$$\Omega^2 = \frac{32\pi k}{3c^4}\varepsilon_1. \tag{26}$$

Но такая зависимость не очевидна. Кроме ε_1, в задаче существует и другая близкая по смыслу постоянная величина. Это полная плотность энергии материи ε_0 (в рассматриваемом подходе Вселенная не расширяется). Однако при этом необходимо учесть и другое обстоятельство. Сам факт наличия псевдоскалярной Ω означает нарушение в природе пространственной четности, что реально наблюдается лишь в слабых и сильных взаимодействиях. Поэтому привязка (26), связывающая Ω фактически с плотностью энергии покоя вещества, будет более обоснованной.

Сказанное можно проиллюстрировать и иначе. Искомое решение есть результат усреднения поля создаваемого многими островными источниками. Соответственно P-нечетность должна быть свойственна и полю одного такого источника. Будем считать его центрально симметричным. В сферических координатах $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$, общее для тензора $e^{\nu}_{(\mu)}$ выражение:

$$e^{\nu}_{(\mu)} = \begin{pmatrix} \nu & \phi+\chi & 0 & 0 \\ \phi-\chi & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda & \omega\lambda\sin\theta \\ 0 & 0 & -\omega\lambda\sin^{-1}\theta & \lambda \end{pmatrix}, \tag{27}$$

где функции $\phi(t,r)$ и $\omega(t,r)$ относятся к антисимметричной части. Эта конфигурация из-за присутствия ω не инвариантна к пространственной инверсии координат. А так как решение должно быть CPT-симметрично, знак ω оказывается зависящим от того вещество или антивещество создает поле. Вне данного источника эта функция будет равна нулю. Именно ω отвечает за компоненты $C^1{}_{32}$, $C^2{}_{13}$, $C^3{}_{21}$. Но согласно (10), как раз их усреднение и приводит к полю H.

Учитывая сказанное, перепишем уравнение (25) как

$$2a\dot{a} = \Omega\left[(a - \Delta\varepsilon/\varepsilon_1)(1-a)\right]^{1/2}. \tag{28}$$

В виду наличия здесь радикала, оно допускает два частных решения. Первое:

$$\Omega c(t - t_1) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\arcsin\frac{2a - \varepsilon_0/\varepsilon_1}{\left(\varepsilon_0{}^2/\varepsilon_1{}^2 - 4\Delta\varepsilon/\varepsilon_1\right)^{1/2}} - 2\left(-a^2 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}a - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_1}\right)^{1/2}, \tag{29}$$

где константу интегрирования t_1, пользуясь произволом выбора начала отсчета времени, можно просто положить равной нулю. Второе отличается от него знаком перед t, и константой интегрирования t_2 уже отличной от нуля. Подбором t_2, эти два многозначных решения должны быть гладко сшиты в точках, где производная $\dot{a}$ обращается в ноль. Так получается общее непрерывное решение. В терминах метрики (1), оно описывает периодический процесс "расширения-сжатия" пространственно плоской Вселенной с интервалом

$$ds^2 = c^2dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \tag{30}$$

Этот процесс регулярен (!), и содержит как этапы "торможения", так и "ускорения".

В связи с возможной цикличностью эволюции Вселенной, кратко коснемся термодинамических аспектов задачи. Рассматриваемая двухкомпонентная система "газ-излучение" не является замкнутой: она взаимодействует с "внешним" гравитационным полем. Поэтому ее состояние отнюдь не обязано быть равновесным, и должно зависеть еще от некоторого "релаксационного" процесса. В виду однородного распределения вещества в пространстве этот процесс, очевидно, надо считать в целом изохорным. Учитывая же универсальность гравитационного взаимодействия, его можно дополнительно признать еще и обратимым! Действительно, диссипация тогда будет обусловлена лишь переходом одних форм энергии в другие. Но тяготение порождается любыми видами энергии и в свою очередь само способно перераспределять их. Это уникальное свойство и позволяет определить процесс. Он будет представлять собой просто обмен энергией между полем, газом и излучением. Вместе они образуют уже замкнутую систему. Энергия поля будет тратиться на неравновесный "нагрев" компонент, и наоборот, их переход в равновесие сопровождаться возвратом энергии полю. Газовую составляющую при таком подходе удобно рассматривать как некую равновесную смесь реальных газов, находящихся в разных агрегатных состояниях (релаксационные процессы в галактиках протекают сравнительно быстро). В результате под знаком радикала уравнения (28) должны появиться дополнительные, так называемые "поправочные" члены. Новое решение, тем не менее, по-видимому, должно сохранить свойство регулярности.

Рассмотрим, наконец, процесс распространение света. Нас будет интересовать трактовка космологического красного смещения. Из сказанного уже довольно легко угадывается его природа. Энергия излучения и частота, будут изменяться вследствие взаимодействия с переменным гравитационным полем. Изменение будет тем больше, чем больше времени распространяется свет, т.е.

окажется приблизительно пропорциональным пройденному расстоянию. Возможно, звезды при этом нельзя будет наблюдать на достаточно больших расстояниях. По достижении веществом равновесного состояния, излученная ими энергия, похоже, преобразуется в энергию гравитационного поля. Останется лишь реликтовое излучение. Тогда наблюдению из фиксированной точки пространства будет доступна только ограниченная область Вселенной.

Исходными здесь являются экстремали лагранжиана (2.24) работы [2]:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} C^\nu{}_{\mu\lambda} F^{\mu\lambda} - C^\lambda{}_{\mu\lambda} F^{\mu\nu} = 0, \qquad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - C^\sigma{}_{\mu\nu} A_\sigma. \tag{31}$$

Они записаны с учетом унитарной симметрии электромагнитной теории:

$$A_\mu \to A_\mu + \partial_\mu \phi. \tag{32}$$

Их можно трактовать как тетрадное представление однородных уравнений Максвелла в гравитационном поле - но понятия базового и касательного пространства меняются местами.

Будем искать волновые решения этих уравнений в калибровке

$$A_\mu = (0, -\boldsymbol{A}). \tag{33}$$

Введем трехмерные вектора электрической и магнитной напряженности:

$$\boldsymbol{E} = (F_{01}, F_{02}, F_{03}), \qquad \boldsymbol{B} = (F_{32}, F_{13}, F_{21}). \tag{34}$$

Тогда в гравитационном поле (9-12), их можно записать как

$$a^{-1} \operatorname{div} \boldsymbol{E} = 0, \qquad a^{-1} (\operatorname{rot} \boldsymbol{B} + \Omega \boldsymbol{B}) = \dot{\boldsymbol{E}} + 2(\dot{a}/a)\, \boldsymbol{E}, \tag{35}$$

где

$$\boldsymbol{E} = -\dot{\boldsymbol{A}} - (\dot{a}/a)\, \boldsymbol{A}, \qquad \boldsymbol{B} = a^{-1} (\operatorname{rot} \boldsymbol{A} + \Omega \boldsymbol{A}). \tag{36}$$

Сделаем замечание по поводу заявленных решений. Вне галактик можно считать отсутствуют источники поля H. Поэтому, для ближнего излучения, константу Ω здесь можно просто положить равной нулю. Для далеких же объектов, такое пренебрежение будет неверным.

Введем вспомогательный вектор:

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{A}/\alpha, \qquad \alpha \equiv 1/a. \tag{37}$$

Тогда систему (35), с учетом (36), можно записать как

$$\alpha^2 \operatorname{div} \dot{\boldsymbol{a}} = 0, \qquad \alpha^2 (\Delta \boldsymbol{a} - 2\Omega \operatorname{rot} \boldsymbol{a} - \Omega^2 \boldsymbol{a}) = \ddot{\boldsymbol{a}} - (\dot{\alpha}/\alpha)\, \dot{\boldsymbol{a}}, \tag{38}$$

где Δ - трехмерный оператор Лапласа.

На сравнительно небольших участках пространства любую волну можно рассматривать как плоскую. Поэтому, ограничимся простыми решениями, описывающими плоские волны вида

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{R}(\boldsymbol{r})\, T(ct), \tag{39}$$

где $\boldsymbol{R}$ - некоторая векторная функция радиус-вектора $\boldsymbol{r}$, T - скалярная функция ct.

Подставив (39) в (38), и разделив функции $\boldsymbol{R}$ и T, для ближнего случая получим

$$\alpha^2 \dot{T} \operatorname{div} \boldsymbol{R} = 0, \qquad \Delta \boldsymbol{R} + k_0^2\, \boldsymbol{R} = 0, \qquad \ddot{T} - (\dot{\alpha}/\alpha)\dot{T} + k_0^2 \alpha^2 T = 0, \tag{40}$$

где k_0 - константа разделения. Частные комплексные решения этой системы

$$\boldsymbol{R} = \boldsymbol{a}_0 \exp\, (i k_0\, \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{r}), \qquad T = \exp(-i k_0 \textstyle\int \alpha c dt), \tag{41}$$

где $\boldsymbol{n}$ - единичный вектор в направлении распространения волны, $\boldsymbol{a}_0 = const$ - некоторый действительный вектор, перпендикулярный $\boldsymbol{n}$. Следовательно:

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_0 \exp\, \{ i k_0 (\boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{r} - \textstyle\int \alpha c dt) \}, \qquad \boldsymbol{A}_0 = \boldsymbol{a}_0 \alpha. \tag{42}$$

Вычисляя согласно (36) значения напряженностей, будем иметь

$$\boldsymbol{E} = i\alpha k_0\, \boldsymbol{A}, \qquad \boldsymbol{B} = i\alpha k_0\, [\boldsymbol{n}, \boldsymbol{A}], \qquad \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{E} = 0, \qquad \boldsymbol{B} = [\boldsymbol{n}, \boldsymbol{E}]. \tag{43}$$

Действительные значения этих силовых полей описывают обычную поперечную электромагнитную волну. Ее циклическая частота ω и волновой вектор $\boldsymbol{k}$ изменяются со временем:

$$\omega = \alpha k_0 c, \qquad \boldsymbol{k} = \alpha k_0\, \boldsymbol{n}. \tag{44}$$

Рассмотрим случай удаленных объектов. Пусть волна распространяется в направлении оси x. Подстановка $\boldsymbol{R}\ (x) = (X, Y, Z)$ в (38), дает для этого вектора новую систему уравнений:

$$X' = 0, \qquad Y'' + 2\Omega Z' + \left(k_0{}^2 - \Omega^2\right) Y = 0, \qquad Z'' - 2\Omega Y' + \left(k_0{}^2 - \Omega^2\right) Z = 0, \tag{45}$$

где штрих обозначает производную по координате x. Ее частное решение:

$$X = 0, \qquad Y = a_0 \sin(\Omega x) \exp(ik_0 x), \qquad Z = -a_0 \cos(\Omega x) \exp(ik_0 x). \tag{46}$$

Следовательно, и в этом случае волна будет представима в виде (42). Но ее амплитуда

$$\boldsymbol{A}_0 = \left(A_{0y}, A_{0z}\right) = (a_0 \alpha \sin(\Omega x), -a_0 \alpha \cos(\Omega x)), \qquad a_0 = const, \tag{47}$$

будет уже медленно изменять свою ориентацию в пространстве. Вычисляя напряженности (36), снова получим зависимости (43) и (44).

Таким образом, космологическое красное смещение действительно можно трактовать как следствие гравитационного воздействия. Наличие же во Вселенной псевдоскалярного поля Ω, скажется в изменении поляризации света. Это изменение не связанно с несущей частотой. Поэтому, на больших расстояниях даже у некогерентного излучения должна наблюдаться некоторая степень поляризации. Применительно к реликтовому излучению это было обнаружено в эксперименте WMAP [4]. Возможно, соответствующая обработка данных этого эксперимента, могла бы явно свидетельствовать в пользу предложенной здесь космологической модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чернин. А. Д. // УФН. – 2001. - Т. 171. – С. 1153-1175.
2. Радченков. О. Н. // Изв. вузов. Физика – 2006. - №5 – С. 75-81.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля. – М.: Наука, 1988. - С. 380.
4. Сажин. М. В. // УФН. – 2004. – Т. 174. – С. 197-205