Для здорового организма характерно увеличение концентрации по краям капли, где находится основная масса альбумина, основного переносчика кальция в БЖ.

Настоящее исследование с использованием метода ЛАЭМС показало, что возбуждение сдвоенными лазерными импульсами анализируемой поверхности высохшей капли БЖ является перспективным направлением для полуколичественной оценки распределения эссенциальных элементов по диаметру капли и может быть со временем использовано для поиска маркеров заболеваний.

Литература

1. Максимов, С.А. Морфология твердой фазы биологических жидкостей как метод диагностики в медицине / С.А. Максимов // Бюллетень сибирской медицины. – 2007. – № 4. – С. 80–85.

2. Краевой С. А., Колтовой Н. А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей // Книга 1. Метод открытой капли (угловая дегидратация) – Москва, 2013 – С. 47–49.

М.А. Сердюкова (УО «ГГУ им. Ф. Скорины», Гомель)
Науч. рук. **С.А. Хахомов**, канд. физ.-мат. наук, доцент,
Ю.П. Выблый, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.

.

ЗАКОН РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА В ЦИКЛИЧЕСКОЙ НЕРАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

В основе одной из наиболее простых моделей пространственно плоской расширяющейся вселенной с предполагаемым доплеровским механизмом космологического красного смещения лежит фоновая метрика Фридмана, в которой квадрат интервала ds между двумя бесконечно близкими событиями задается выражением [1]

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - \sigma^2(\tau)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)),$$

а еще проще в декартовых координатах $r = (x_1, x_2, x_3)$:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 - \sigma^2(\tau) dx_i^2, \qquad (1)$$

где τ так называемое абсолютное мировое время, отсчитываемое атомными часами. Изменение временной шкалы согласно соотношению

$$dt = \frac{1}{\sigma(\tau)} d\tau$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

позволяет перейти в (1) к конформно-плоской метрике, в которой

$$ds^2 = -\phi^4(t)\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu, \qquad (2)$$

где $\eta_{\mu\nu} = diag\{-1, 1, 1, 1\}$ и, как обычно, $x^0 = ct$. Для масштабного фактора σ, представленного как функция конформного времени t, в (2) принято обозначение:

$$\sigma(\tau(t)) = \varphi^2(t).$$

Для мировой линии частицы, задаваемой в координатах x^μ эффективного пространства-времени Минковского, из (2) следует

$$ds = cm_0\phi^2(t)\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}\,dt,$$

где $\upsilon^2 = \upsilon_i^2$, $\upsilon_i = dx_i/dt$. Отсюда следует, что действие $A = -cm_0\int ds$ для частицы можно записать в виде

$$A = -c^2\int m_0\phi^2(t)\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}\,dt, \qquad (3)$$

что соответствует действию для частицы в скалярном гравитационном поле в теории Нордстрема [2]. В таком представлении реальная инертная масса m, определяющая энергетическое содержание частицы в состоянии покоя, в отличие от ее номинальной массы m_0, оказывается зависящей от поля динамической переменной:

$$m(t) = m_0\phi^2(t). \qquad (4)$$

Полевое уравнение скалярной масштабно инвариантной модели тяготения [3] в случае фонового поля, порождаемого нерелятивистской материей в однородной вселенной без расширения, принимает вид

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \Omega^2\right)\phi = 0,$$

Здесь $\Omega = \sqrt{2\pi G\mu}$, G – гравитационная постоянная μ – плотность номинальной массы материи. Приемлемое решение этого уравнения, удовлетворяющее калибровочному условию $\phi(t_0) = 1$ для текущего времени t_0, является гармонической функцией времени

$$\phi(t) = \frac{\sin\Omega t}{\sin\Omega t_0}.$$

Таким образом, энергия покоя частиц, согласно (4), циклически эволюционирует вместе с фоновым полем по закону

$$E(t) = m_0c^2\frac{\sin^2\Omega t}{\sin^2\Omega t_0}. \qquad (5)$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Увеличение массы атомов в предыдущие 24 миллиарда лет (и продолжающееся в настоящее время) прекрасно согласуется, качественно и количественно, с новейшими наблюдательными данными по красному смещению атомных спектров далеких сверхновых типа Ia.

Одновременно с ростом энергии покоя ядер и атомов в основном или возбужденном состояниях происходит в равной пропорции растяжение естественной ширины их энергетических уровней. Поэтому из закона эволюции энергии (5) и квантово-механического соотношения неопределенностей $\Delta t \sim \dfrac{\hbar}{\Delta E}$ между шириной уровней энергии ΔE и их временем жизни следует, что период полураспада $T_{1/2}$ нестабильных ядер зависит от возраста цикла t следующим образом:

$$T_{1/2}(t) = T_{1/2}^{0} \frac{\sin^2 \Omega t_0}{\sin^2 \Omega t}, \tag{5}$$

где $T_{1/2}^{0}$ – период полураспада в текущую эпоху, т.е. при $t = t_0$. Имея в виду, что постоянная распада обратно пропорциональна периоду полураспада $(\lambda = \ln 2 / T_{1/2})$, для количества ядер dN, распавшихся за время dt, запишем

$$\frac{dN}{N} = -\lambda_0 \frac{\sin^2 \Omega t}{\sin^2 \Omega t_0} dt.$$

Интегрируя это дифференциальное уравнение, найдем

$$\frac{N(t')}{N_0} = \exp\left\{ \frac{\ln\sqrt{2}}{T_{1/2}^{0} \sin^2 \Omega t_0} \left[t' + \frac{\sin 2\Omega(t_0 + t') - \sin 2\Omega t_0}{2\Omega} \right] \right\} dt \tag{6}$$

Временная переменная $t' = t - t_0$ отсчитывается от текущего времени t_0. На рисунке представлен закон радиоактивного распада на примере урана-238.

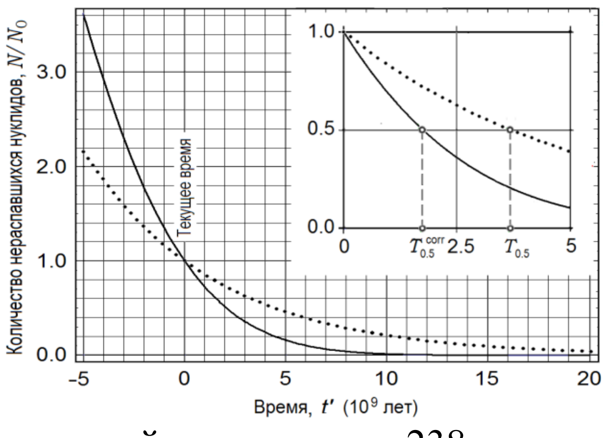

Рисунок 1 –Ускоренный распад урана-238 на космологических временных масштабах (сплошная кривая). Пунктирной линией

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

показана для сравнения обычная экспоненциальная кривая распада

Литература

1. Ландау, Л.Д. Теория поля / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – Т. 2. – 512 с.

2. Einstein, A. Die Nordstromsche Gravitaionstheorie vom Standpunkt des absoluten Differentialkalkuls. / A. Einstein, A.D. Fokker. Ann. Phys. (Leipzig), 44 (1914), 321 – 328.

3. Serdyukov, A.N. A Minimal Relativistic Model of Gravitation within Standard Restrictions of the Classical Theory of Fields. / A. N. Serdyukov. Phys. of Part. and Nucl. Lett. 6 (2009), 190 – 201.

А.И. Толкачев (УО «ГГУ им. Ф. Скорины», Гомель)
Науч. рук. **В.Н. Капшай,** канд. физ.-мат. наук, доцент

СТАТИЧЕСКИЙ ВАРИАЦИОННЫЙ ПРИНЦИП В МЕХАНИКЕ

Вариационные принципы играют в физике большую роль. Наиболее известными из них являются принцип наименьшего действия и принцип Ферма. В данной работе рассмотрим еще один вариационный принцип, – принцип наименьшей потенциальной энергии для протяженных объектов, например. упругого стержня, ограничиваясь, для начала, одномерным случаем. В качестве типичной рассмотрим задачу о продольных деформациях упругого прямолинейного стержня. Целью в этом случае является нахождение функции *U(x)*, описывающей отклонения различных сечений стержня. Очевидно, эта функция должна быть такой, чтобы потенциальная энергия стержня достигала своего минимума. Это интегральное условие позволяет получить дифференциальное уравнение для функции *U(x)*.

Вначале, для простоты, рассмотрим прямолинейный стержень, находящийся в однородном силовом поле (в поле силы тяжести, заряженный стержень в электрическом поле и т. п.). При деформации стержня меняется как энергия взаимодействия с внешним полем, так и энергия упругих деформаций, которые будем считать малыми. Для описания деформаций традиционно используется отклонение *U(x)* (рисунок 1) сечения стержня в недеформированном состоянии находящегося в точке *x* (а).

Энергия упругих продольных деформаций выражается формулой

$$W_{el} = \int_0^l dW_{el} = \int_0^l \tfrac{1}{2} YS\left[U'(x)\right]^2 dx,$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ